

1900.

Nr. 7.

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 2. HEFT 3.

DER GANZEN REIHE 307. BANDES 3. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,  
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEBEN VON

PAUL DRUDE.



LEIPZIG, 1900.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den  
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in  
12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 36 M.*

*(Ausgegeben am 11. Juli 1900.)*

# Inhalt.

	Seite
1. J. Elster und H. Geitel. Ueber Elektricitätszerstreuung in der Luft . . . . .	426
2. P. Lewis. Ueber den Einfluss kleiner Beimengungen zu einem Gase auf dessen Spectrum . . . . .	447
3. P. Lewis. Ueber Fluorescenz und Nachleuchten bei der elektrischen Entladung in Stickstoff . . . . .	459
4. M. Th. Edelmann. Studien über die Erzeugung sehr hoher Töne vermittelt der Galtonpfeife (Grenzpfeife) . . . . .	469
5. B. Lang. Ueber die magnetische Kraft der Atome . . . . .	483
6. K. R. Johnson. Ueber den Oeffnungsstrom in einem verzweigten Stromkreise . . . . .	495
7. L. Holborn und A. Day. Ueber das Luftthermometer bei hohen Temperaturen . . . . .	506
8. F. Kurlbaum. Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche und dem Innern eines strahlenden Körpers . . . . .	546
9. M. Toepler. Ueber die Abhängigkeit des Charakters elektrischer Dauerentladung in atmosphärischer Luft von der dem Entladungsraume continuirlich zugeführten Elektricitätsmenge, nebst einem Anhang zur Kenntnis der Kugelblitze . . . . .	560
10. C. Liebanow. Zur Thermodynamik der Thermoketten, Erwiderung auf die Bemerkungen des Hrn. W. Voigt . . . . .	686

Manuscripte sind an den Herausgeber, Professor Dr. P. Drude, zu senden. Seine Adresse ist jetzt Giessen, Nährungsberg 8.

Es wird gebeten, die Manuscripte druckfertig einzuliefern und in den Correcturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuscript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuscriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Citate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuscriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muss dies bei Rücksendung des ersten Correcturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mittheilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Uebersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaction und Verlagsbuchhandlung gestattet.



Seite

425

447

450

469

488

495

505

546

560

636

rade,

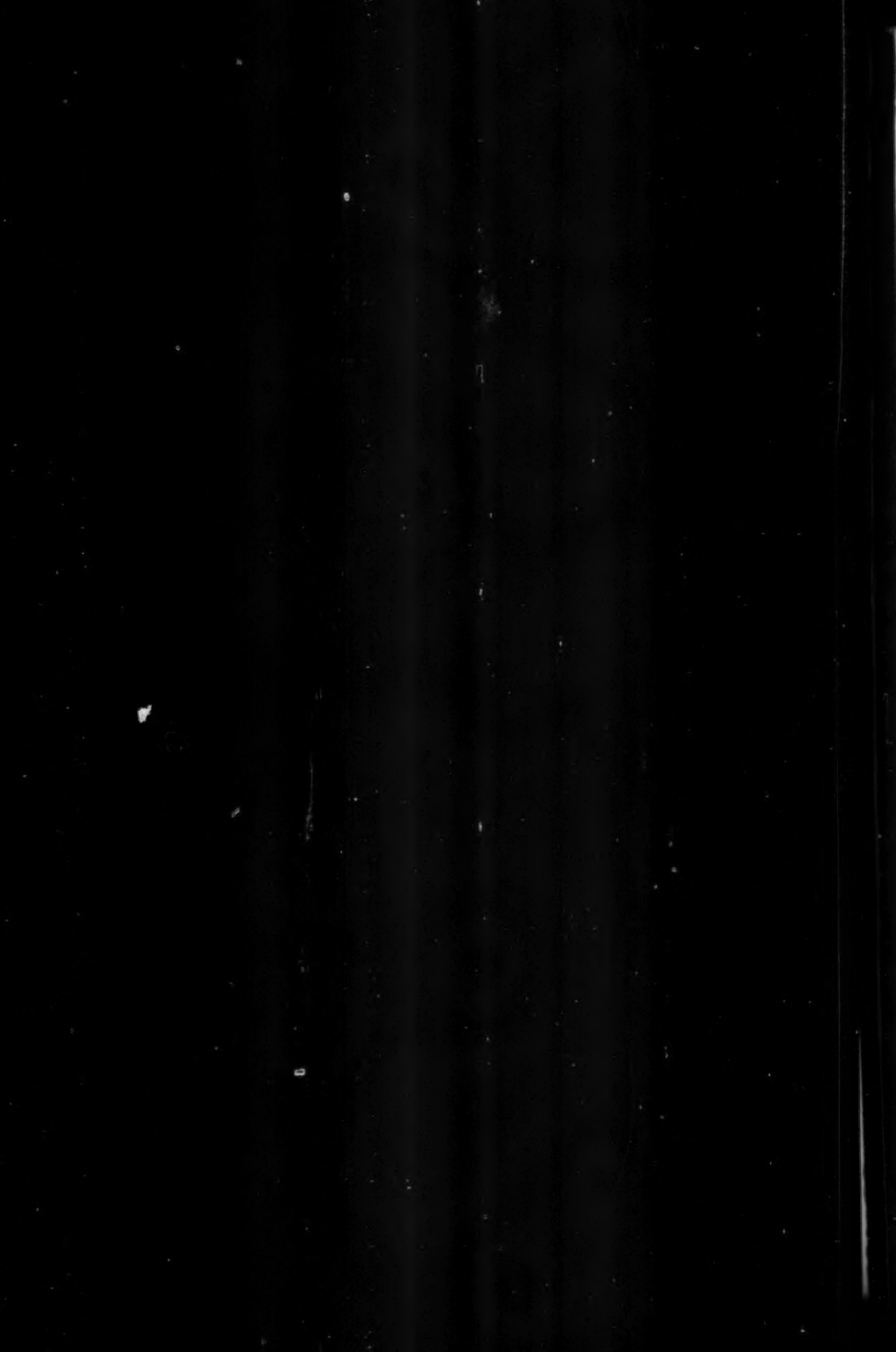
und in  
cht zu

g den  
Manu-  
n den  
genau

eriptea  
britten  
amene,

Arbeit  
as dies  
dessen  
treffen-  
zen.

bhand-  
Schutz-  
ndlung



## ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 2.

1. *Ueber Elektrizitätszerstreuung in der Luft;*  
*von J. Elster und H. Geitel.*

Setzt man einen elektrisirten isolirten Leiter der Berührung mit der Luft aus, so beobachtet man bekanntlich, dass sein Potentialniveau im Laufe der Zeit sinkt. Durch gewisse Vorichtsmaassregeln kann man sich versichern, dass diese Elektrizitätszerstreuung nicht etwa allein auf einen Rest von Leitung über die den Versuchskörper tragenden Stützen zurückführbar ist. Unzweifelhaft findet ein Elektrizitätsverlust an die Luft statt, wobei allerdings noch unentschieden bleibt, inwieweit bei diesem Vorgange die Luft selbst oder in ihr suspendirte Teilchen staubartiger oder anderer Natur beteiligt sind.

Die Wichtigkeit, die der genannten Erscheinung im Hinblick auf die Theorie der atmosphärischen Elektrizität zukommt, veranlasste uns dazu, ihre Abhängigkeit von anderen meteorologischen Factoren näher zu untersuchen. Hierbei zeigte sich, dass gewisse Eigenschaften des Zerstreuungsvorganges sich weder unter der Annahme, dass die Luftmolecüle selbst, noch unter der, dass die in der Luft schwebenden Staubteilchen die Ladung des Versuchskörpers nach vorausgegangener Berührung forttragen, in völlig befriedigender Weise übersehen lassen, während dies leicht unter der Voraussetzung gelingt, dass die natürliche Luft von vornherein positiv und negativ geladene Teilchen enthält, deren Anzahl und Beweglichkeit in der freien Atmosphäre von Natur veränderlich, in begrenzten Luftmengen auch durch künstliche Eingriffe modificirbar ist.

Hiernach scheint es, dass wie die übrigen Formen der Elektrizitätsbewegung in Gasen, so auch die gewöhnliche Zerstreuung im wesentlichen auf eine Ionenleitung zurückgeführt werden kann.

Wir erlauben uns im Folgenden über die Beobachtungen und Versuche zu berichten, die uns zur Annahme dieser Vorstellung geführt haben.

Da diese Versuche den Zweck hatten, das elektrische Verhalten der *natürlichen* Luft festzustellen, so sind sie fast alle entweder in der freien Atmosphäre oder in nur unvollkommen abgeschlossenen Räumen (Zimmern) ausgeführt, sie beziehen sich daher, wenn nicht ausdrücklich das Gegenteil hervorgehoben wird, auf Luftmassen von grosser Ausdehnung.

Systematische Messungen der Elektrizitätszerstreuung im Freien sind zuerst von Hrn. Linss<sup>1)</sup> angestellt. Ein durch Schellack isolirter Pappcylinder ist mit einem Stanniolbelage überzogen. Nachdem ihm eine elektrische Ladung mitgeteilt ist, wird er eine gewisse Zeit lang in bestimmter Lage der freien Luft ausgesetzt. Zur Messung seines Potentialniveaus vor und nach der Exposition dient ein nach dem Sinusprincip construiertes Elektrometer, bestehend aus einer über einer Kreisteilung frei schwebenden Magnetnadel, die von einem Gehäuse eingeschlossen ist. In dieses kann der Versuchskörper in ein für allemal fixirter Stellung eingeführt und sein elektrischer Zustand aus der elektrostatischen Anziehung auf die eine Hälfte der Magnetnadel ermittelt werden.

Controlmessungen, bei denen der Versuchskörper die gleiche Zeit in geladenem Zustande innerhalb des Elektrometergehäuses belassen wurde, ergaben weit kleinere Beträge der Zerstreuung als im Freien, sodass man schliessen kann, dass der beobachtete Verlust nur zum geringsten Teile auf mangelhafte Isolation der Schellackstütze zurückzuführen ist.

Indessen ist es von vornherein nicht notwendig, dass das Isolationsvermögen des Schellacks dasselbe bleibt, gleichgültig ob seine Oberfläche von der freien Luft oder der abgeschlossenen des Elektrometergehäuses bespült wird.

Wir hielten es daher für wünschenswert, die Linss'schen Untersuchungen wieder aufzunehmen mit der Ergänzung, dass die Grösse des Elektrizitätsverlustes, soweit er nicht von der Berührung des Versuchskörpers mit der Luft herrührt, bei jeder Beobachtung besonders bestimmt wird.

1) W. Linss, Meteorol. Zeitschr. 4. p. 352. 1887; Elektrotechn. Zeitschr. I. 11. p. 506. 1890.

Wir glauben dies mittels der im Folgenden beschriebenen Vorrichtung erreichen zu können, die ausserdem, da sie als Messapparat das für den beabsichtigten Zweck modificirte Exner'sche Elektroskop verwendet, den Vorteil bietet, leicht transportabel zu sein.<sup>1)</sup>

Die etwas stark gearbeitete Trennungsplatte *A* (Fig. 1) der Aluminiumblättchen des Elektroskopes trägt an ihrem unteren Ende einen kurzen cylindrischen Ansatz *A'* aus Messing und ist mit diesem, abweichend von der Exner'schen Construction, an der tiefsten Stelle des Gehäuses in einen starken, gefirnisssten Ebonitstopfen eingelassen. Oben endet sie in eine kleine Kugel *B* mit conischer Bohrung *c*. Liegt das Instrument in dem zugehörigen Etui, so ist das Gehäuse oben durch den Deckel *D* geschlossen und die Schutzbacken *E* sind zusammen geschoben. Vor dem Gebrauche nimmt man den Deckel ab, zieht die Schutzbacken zurück, soweit dies möglich ist und führt durch die Oeffnung *F* des Gehäuses einen Metallstift ein, dessen unteres conisches Ende genau in die Bohrung der Kugel *B* hineinpasst und dem ein geschlossener cylindrischer Hohlkörper *G* aus geschwärztem Messingblech von etwa 9 cm Höhe und 5 cm Durchmesser aufgesetzt ist.

Der Vorzug der beschriebenen Construction des Elektroskopes liegt darin, dass die einzige isolirende Vorrichtung weder direct mit der Aussenluft noch irgend welchen fremden Körpern in Berührung kommen kann. Will man sie noch gegen einfallenden Staub und gegen Licht schützen, so ist dies durch eine unmittelbar über dem Ebonit bei *A'* angebrachte Schutzplatte aus dünnem Messingblech leicht erreichbar.

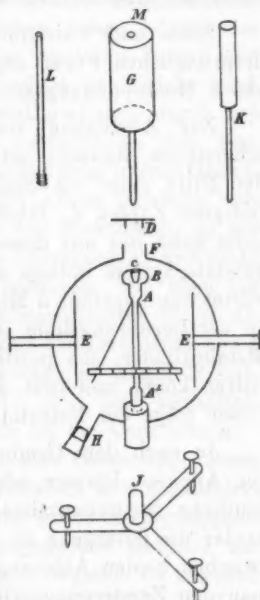


Fig. 1.

1) Der Apparat ist beschrieben in der Physikal. Zeitschr. 1. p. 11. 1899 und in Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity 4. p. 213. 1899.



Für den Fall, dass bei sehr hohem Feuchtigkeitsgehalt der Luft die Isolation des Ebonits mangelhaft werden sollte, ist eine Trockenkammer angebracht, nämlich der für gewöhnlich durch einen Gummistopfen geschlossene Glastubus *H*, in den ein erbsengrosses Stück metallischen Natriums, an eine durch den Gummistopfen geführte Nadel aufgespiesst, eingebracht werden kann. Selbstverständlich muss das Natrium, bevor der Apparat nach dem Gebrauche in das Etui gelegt wird, entfernt werden; zur Aufbewahrung dient ein Glasröhrchen von denselben Dimensionen wie der Tubus *H*.

Scala und Visirstreif des Elektroskopes sind wie bei der ursprünglichen Form angebracht, die Aichung geschieht mit einem Hochspannungsaccumulator.

Zur Anstellung von Zerstreuungsbeobachtungen in geschlossenen Räumen setzt man das Elektroskop auf den in der Mitte eines von Stellschrauben getragenen Dreifusses befestigten Zapfen *J*, führt den Zerstreuungskörper *G* ein und ladet dann das aus diesem und dem Elektroskope zusammengesetzte System mittels einer Trockensäule etwa positiv. Man wartet nun ungefähr 5 Min., damit der isolirende Ebonitstopfen an der Berührungslinie seiner Oberfläche mit dem eingefügten Metallcylinder sich positiv laden und innen dielektrisch polarisiren könne und liest dann die Divergenz der Blättchen ab, dieser möge ein Potential von  $V_0$  Volt entsprechen.

Je nach dem Grade der Zerstreuung überlässt man nun den Apparat kürzere oder längere Zeit sich selbst, bis eine deutliche Spannungsabnahme stattgefunden hat, liest dann wieder die Divergenz ab (entsprechend  $V$  Volt) und notirt die zwischen beiden Ablesungen liegende Zeit  $t$ . Alsdann entfernt man den Zerstreuungscylinder *G* und führt statt dessen einen mit isolirender Handhabe versehenen Stift *K* ein, ladet nochmals mit demselben Vorzeichen, zieht den Stift heraus, sodass jetzt allein die Elektroskopblättchen mit ihrem Träger elektrisirt zurückbleiben und beobachtet wieder die Divergenz ( $V_0'$ ). Nach der Zeit  $t'$ , mindestens derselben, die man auf den ersten Versuch verwendet hatte, liest man die Divergenz  $V'$  ab. Während dieser Zeit bleibt das Gehäuse des Elektroskopes offen.

Bezeichnet man nun mit  $n$  das Verhältniss der Capacitäten

des Elektroskopes allein zu der Summe der Capacitäten von Elektroskop und Zerstreuungscylinder, so ist der Ausdruck

$$E = \frac{1}{t} \log \frac{V_0}{V} - \frac{n}{t} \log \frac{V_0'}{V'}$$

ein Maass für die während der Expositionszeit von dem Zerstreuungscylinder einschliesslich des ihn tragenden Stiftes an die Luft abgegebene Elektricitätsmenge.

Will man einen Versuch mit negativer Ladung anschliessen, so muss man vor der ersten Ablesung das ganze System mindestens 5 Min. negativ geladen stehen lassen, damit der Ebonitstopfen seine Oberflächenladung wechseln kann, und der Rückstand der vorausgegangenen Ladung neutralisirt wird.

Die Constante  $n$  des Apparates bestimmt man durch den Versuch in folgender Weise. Man schraubt an den Zerstreuungskörper  $G$  in einer im Mittelpunkt seiner oberen Grundfläche gelassenen Oeffnung  $M$  ein mit einem Gewinde versehenes Ebonitstäbchen  $L$  ein, ladet das Elektroskop in der angegebenen Weise auf eine bestimmte Divergenz  $D_1$  und senkt nun vorsichtig, ohne die Wand zu berühren, von oben her den Stift des unelektrischen Zerstreuungscylinders  $G$  in die Oeffnung  $F$  hinein, indem man als Handgriff das Ebonitstäbchen  $L$  benutzt, bis er in der conischen Oeffnung der Kugel  $B$  fest sitzt. Nun liest man die Divergenz  $D_2$  ab. Das Verhältnis der zu  $D_2$  und  $D_1$  gehörigen Voltzahlen ist die Constante  $n$ .

Das zweite Glied der Formel ist eine Correction, deren Betrag, wenn die Isolation gut ist, schwerlich über die Fehlergrenze der Methode hinausgeht. Wegen dieser Geringfügigkeit der Correction halten wir die hier angegebene Methode zur Bestimmung des Capacitätsverhältnisses  $n$ , obgleich sie ungenau ist, doch für ausreichend. Vernachlässigt ist dabei der Umstand, dass die Elektricitätsverteilung auf den Blättchen und ihrem Träger sich etwas ändert, sobald der Zerstreuungskörper aufgesetzt wird, auch die Capacitätsänderungen, die mit dem Divergiren und Zusammenfallen der Blättchen verbunden sind, können nicht in Betracht gezogen werden.

In der beschriebenen Form ist der Apparat zu Messungen der Zerstreuung im Freien noch nicht geeignet. Der geladene Cylinder  $G$  befindet sich nämlich dann in einem elektrischen

Felde, dessen Intensität verschieden, z. B. auf Bergspitzen sehr hoch und besonders bei Niederschlagsfällen stark wechselnd sein kann. Daher werden die Blättchen des Elektroskopes keine constante Einstellung zeigen, wenn nicht der Apparat sehr geschützt aufgestellt ist. Die elektrische Dichtigkeit auf dem Zerstreuungskörper wird, ausser von seiner Eigenladung, auch von den äusseren Kräften abhängen, die Zerstreuung also selbst durch diese beeinflusst werden. Wir setzen deshalb auf denselben Dreifuss, der das Elektroskop trägt, in der Verlängerung der einen Stellschraube einen Metallstab, an dem ein unten offener, oben durch einen Deckel geschlossener, innen geschwärzter Cylinder aus Messingblech von etwa 14 cm Höhe und 19 cm Weite so befestigt wird, dass der Zerstreuungskörper *G* in seiner Axe liegt. Leiten wir das Stativ zur Erde ab, so ist *G* den directen Einwirkungen der äusseren Kräfte — abgesehen von extrem hohen Intensitäten des elektrischen Feldes der Atmosphäre — ausreichend entzogen und zugleich gegen Niederschläge, Sonnenstrahlung und starke Luftbewegung geschützt. Da der Cylinder unten offen ist, so kann die Luft frei eindringen. Selbstverständlich muss für diese Anordnung die Constante  $\alpha$  besonders bestimmt werden.

Die Anwendung des Schutzcylinders ist ein Nothbehelf, der mehrere Nachteile mit sich bringt. Er vermindert insbesondere die Zerstreuung, da er, abgesehen von der Steigerung der Capacität des Systems, das Luftquantum einschränkt, das der elektrischen Einwirkung des Zerstreuungskörpers ausgesetzt ist und bei starker Insolation und schwachem Winde eine gewisse Stagnation der Luft in seinem Innern begünstigt. — Sämtliche Bestandteile des Apparates, einschliesslich der zum Laden dienenden Trockensäule, sind nach einer vom Mechaniker O. Günther in Braunschweig getroffenen Anordnung in einem leicht transportablen Kasten zu verpacken, der selbst als Unterlage zur Aufstellung des Instrumentes dient.

Die Isolation des Elektroskopes ist bei der beschriebenen Einrichtung so gut, dass ein ihm erteiltes Potential von 230 Volt bei geschlossenem Deckel des Gehäuses in einer Stunde um nicht mehr als höchstens 10 Volt zurückgeht, bei geöffnetem Deckel ist der Verlust in der Regel etwas grösser. Setzt man dagegen den Zerstreuungskörper frei oder umgeben von dem

Schutzeylinder auf, so ist meist schon nach 5, sicher aber nach 15 Minuten eine augenfällige Abnahme der Divergenz zu beobachten, die für 15 Min. in freier Luft an unserem Wohnorte bis zu etwa 65 Volt (von der genannten Anfangsladung an gerechnet) betragen kann. Der Elektricitätsverlust an die Luft ist daher in zweifelloser Weise zu erkennen.

Wir führen nun seit mehr als Jahresfrist täglich um die Mittagszeit Messungen der Elektricitätszerstreuung vor einem nach Osten gelegenen Fenster des ersten Stockes eines frei gelegenen Hauses aus und zwar sowohl mit positiver wie mit negativer Ladung. Da jede Exposition 15 Minuten währt und sich an jede noch eine Correctionsbestimmung von gleicher Dauer anschliesst, ausserdem noch eine Wartezeit von 5 bis 10 Minuten nach dem Zeichenwechsel der Ladung innegehalten werden muss, so nimmt jede vollständige Messung etwa  $1\frac{1}{2}$  Stunden in Anspruch. Zur Berechnung der Resultate dient die oben angeführte Formel, die Einheit der Expositionszeit ist, wenn nichts anderes bemerkt, 15 Minuten, die Logarithmen sind Briggs'sche, und  $n$ , die Constante des Apparates, beträgt 0,3. Die so gefundenen Zahlen sind noch mit 100 multiplicirt, es können die ganzen Einheiten der hierdurch erhaltenen Resultate als verbürgt gelten.

Wir teilen zur Charakteristik der Beobachtungen und zum Belege gewisser daraus zu ziehender Schlüsse einige Beispiele mit.

Betrag der Zerstreuung unter Mittag in Wolfenbüttel.

Datum	Für positive Ladung	Für negative Ladung	Bemerkungen
22.X. 1899	2,77	2,64	Nebel. Leichter S.E.
5. XI.	8,58	9,82	{ Wolkenlos. Sehr klare Fernsicht. Mässiger S.S.W.
15. XI.	3,18	3,02	{ Feiner Regen. Rauch und Dunst in der Luft. Mässiger N.W.
24. XI.	4,32	4,08	Verschleiert. Stürmischer W.S.W.
21.III. 1900	5,55	5,85	{ Etwas verschleierte Fernsicht. Frischer E.
31. III.	13,67	13,83	{ Himmel halb bedeckt. Sehr klare Fernsicht. Frischer N.

Bei der Betrachtung der Zahlen ergibt sich zunächst, dass die Elektrizitätsverluste für positive und negative Ladungen nahe bei einander liegen. Diese Erfahrung ist schon von Hrn. Linss in Darmstadt gemacht, wir können sie für Wolfenbüttel als in der Regel zutreffend bestätigen. Sie gilt, wie es scheint, im allgemeinen für Orte des Tieflandes und auf der Sohle von Thälern gelegene Punkte, solange das Potentialgefälle der atmosphärischen Elektrizität unter einer gewissen Grenze bleibt.

Ferner fällt auf, dass die Luftbewegung nicht von ausschlaggebender Bedeutung für die Elektrizitätszerstreuung sein kann, da sich diese am 24. November 1899 bei stürmischem Winde nur etwa halb so gross ergab als am 5. November bei nur mässiger Windgeschwindigkeit. Beispiele ähnlicher Art lassen sich vielfach zusammenstellen. Eine beschleunigende Wirkung der Luftbewegung soll natürlich nicht geleugnet werden, nur muss es auffallen, dass sie nicht stärker hervortritt.<sup>1)</sup> Dagegen ist, wie auch die herausgegriffenen Tage zeigen, der Einfluss der Lufttrübung unverkennbar. Je mehr die Atmosphäre mit Staub, Rauch oder Nebel beladen ist, um so kleiner ist durchschnittlich die Elektrizitätszerstreuung, die höchsten Werte wurden bei grosser Reinheit der Luft beobachtet, besonders in den Intervallen von Graupel- und Regenböen aus N. und N.W. im März und April, wenn bei tiefblauem Himmel die Fernsicht abnorm klar war.

Diese letzte Erfahrung, dass die „Leitfähigkeit“ der atmosphärischen Luft durch die Anwesenheit leitender, in ihr schwebender Partikelchen nicht nur nicht vermehrt, sondern sogar wesentlich vermindert wird, muss zunächst paradox erscheinen. Es bleibt nichts übrig, als die Annahme, dass jener Staub die Zerstreuung jedenfalls nicht ausschliesslich herbeiführt, ja dass er höchstwahrscheinlich nur eine ganz untergeordnete Rolle dabei spielt.

Somit käme der Hauptanteil des Elektrizitätsverlustes auf eine wahre Leitung durch die Luft zurück. Dass diese nicht in einem Uebergange der Ladung auf die Gasmoleküle selbst

1) Auf die Discussion des Beobachtungsmateriales im allgemeinen, nämlich den Einfluss anderer meteorologischer Elemente, möchten wir hier nicht eingehen, bemerken aber, dass eine Zunahme der Elektrizitätszerstreuung mit dem Wassergehalte der Luft nicht erkennbar ist.



bestehen kann, folgt sowohl aus dem elektrischen Verhalten der Gase im allgemeinen, wie aus der Thatsache, dass die Zerstreuung im geschlossenen Elektrometergehäuse gegen die im freien Raume gemessene ausserordentlich klein ist. Es müssen vielmehr in der Luft Vehikel nicht staubartiger Natur in beschränkter Anzahl vorhanden sein, die, indem sie den Elektricitätstransport in ihr übernehmen, eben hierdurch an die Elektroden getragen und dort haftend ausser Wirkung gesetzt werden. Ein abgeschlossenes Luftvolumen wird daher durch elektrische Kräfte an Leitfähigkeit um so mehr einbüßen, je kleiner es ist. In der That erweist sich die Zerstreuung als viel geringer, sobald man den Apparat mit einem allseitig geschlossenen Mantel umgiebt.

Das Verhalten der atmosphärischen Luft bei der Elektricitätszerstreuung zeigt somit ein wesentliches Merkmal der Leitung durch Ionen, es erhebt sich daher die Frage, ob jenen Partikelchen, die in der Luft verteilt anzunehmen sind, elektrische Eigenladungen zugeschrieben werden müssen. Man wird hierzu genötigt, wenn sich Unterschiede in der Zerstreuung herausstellen, die vom Vorzeichen der Ladung abhängen.

Eine Luft, die die positiven Teilchen im Ueberschusse enthielte, müsste den Versuchskörper bei negativer Elektrisirung schneller entladen als bei positiver und umgekehrt. Die Beobachtungen im Freien auf Bergspitzen haben uns in der That eine solche „unipolare Leitfähigkeit“ der Luft mit voller Deutlichkeit erkennen lassen.

Alle Messungen, die wir auf Berggipfeln (auf dem *Brocken* im Harze, dem *Säntis* und anderen Erhebungen in der Schweiz) angestellt haben, zeigten eine grössere Geschwindigkeit der Zerstreuung bei negativer als bei positiver Ladung.<sup>1)</sup> Wir stellen im Folgenden die auf dem *Brocken*, dem *Säntis* und dem *Gornergrat* bei *Zermatt* erhaltenen Zahlen mit denen zusammen, die wir im Weissbad am Fusse des *Säntis*, in *Zermatt* und in *Wolfenbüttel* nach unserer Rückkunft aus der Schweiz fanden.

1) Diese Erscheinung war uns schon früher bei Gelegenheit photoelektrischer Beobachtungen auf dem *Sonnblick* entgegengetreten, aber damals von uns in anderer Weise gedeutet (Wien. Ber. 119. IIa. p. 1011. 1891).

Ort	Datum und Stunde	Zerstreuung		Bemerkungen
		bei pos. Ladung	bei neg. Ladung	
Brocken (1140 m)	11. VI. 1899 2—3 Nachm. }	6,67	10,28	{ Meist Sonnenschein. Ferne verschleiert. Schwacher N.
Weissbad (800 m)	9. VII. 1899 3—4 Nachm. }	9,66	9,52	{ Sonnenschein. Klare Luft.
Säntisgipfel (2500 m)	13. VII. 1899 8—9 Vorm. }	8,95	35,04	{ Sonnenschein. Luft sehr klar. Windstill.
Gornergrat (3140 m)	20. VII. 1899 10—11 Vorm. }	3,28	31,26	{ Sonnenschein. Luft sehr klar. Sehr schwacher Wind.
Zermatter Thal (1620 m)	21. VII. 1899 11—12 Mitt. }	21,02	20,78	{ Sonnenschein. Leichter Wind.
Wolfenbüttel (80 m)	2. VIII. 1899 2—3 Nachm. }	8,45	9,20	{ Wolkenlos. Windstille. Ziemlich klare Fernsicht.

Die Zahlen lassen deutlich die grossen Unterschiede zwischen der Zerstreuung der beiden Elektricitäten auf Bergspitzen erkennen, während die in den Thälern oder im Tieflande beobachteten zusammengehörigen Werte nahe gleich sind. Beachtet man, dass der für Wolfenbüttel angegebene Betrag bei ziemlich klarer Luft gemessen wurde und daher schon über dem Durchschnittswerte für diesen Ort liegt, so ergibt sich ferner eine Zunahme der Zerstreuung für beide Arten der Ladung im Zermatter Thale. Die Luft des Hochgebirges war also, wenn von Nebel frei, im Monat Juli von höherem Leitungsvermögen als die des Tieflandes, im Nebel wird auch dort die Zerstreuung verschwindend klein. Der unipolare Charakter der Erscheinung auf Bergspitzen zeigt, dass die Luft daselbst positiv geladene Teilchen enthalten muss.<sup>1)</sup>

Sind wir somit für bestimmte Orte zu der Annahme einer elektrischen Eigenladung der als „nicht staubartig“ erkannten Partikelchen genötigt, so erscheint es nicht zu gewagt, diesen

1) Es war vor auszusehen, dass in der Nähe von Wasserfällen, durch die (nach der von Hrn. Lenard entdeckten Wirkung) die umgebende Luft negativ elektrisirt wird, die Zerstreuung für positive Ladungen sich abnorm gross erweisen würde. Eine Beobachtung in der Nähe eines Wasserfalles bei Zermatt ergab für positive Ladung den Betrag 76,02, für negative 9,15.

Zustand im allgemeinen bei ihnen vorauszusetzen und auf sie die Bezeichnung Ionen anzuwenden, ohne ihnen damit im übrigen völlige Uebereinstimmung in Bezug auf das Verhältnis der elektrischen Ladung zur ponderablen Masse mit denjenigen zuzuschreiben, die man künstlich durch Röntgen- oder Becquerelstrahlen erzeugen kann.

Geht man von dieser Annahme der Ionisirung der natürlichen Luft aus, so bietet sich von selbst die Aufgabe dar, die im Freien bei zum Teil unbekannten Nebenumständen beobachteten Eigenschaften der Elektricitätszerstreuung unter einfachen Bedingungen hervorzurufen. Insbesondere handelt es sich um den Einfluss von Staub und Nebel und das eigentümliche unipolare Leitvermögen der Luft auf Berggipfeln.<sup>1)</sup>

Dass zunächst die Elektricitätszerstreuung durch die Gegenwart von Staub und Nebel stark gehemmt wird, lässt sich auf einfache Weise experimentell erkennen. Um eine grosse Oberfläche des elektrisirten Körpers zu erhalten, wählten wir als solchen einen aus weitmaschigem Drahtgeflecht (etwa 3 cm Maschenweite) zusammengebogenen Käfig von der Form eines Cylinders, dessen beide Endflächen durch kreisförmige Stücke desselben Geflechtes gebildet waren. Die Axenlänge betrug etwa 100, der Radius 50 cm. Der Körper wurde an drei in Siegellackstücken eingeschmolzenen Haken im Arbeitsraume aufgehängt, sein elektrischer Zustand konnte mittels eines Quadrantelektrometers, mit dem er in leitender Verbindung stand, beobachtet werden. Vor dem Versuche waren sämtliche Fenster geöffnet, um die freie Aussenluft hereinzulassen, dann wurden sie geschlossen, dem Körper durch eine Trockensäule eine statische Ladung erteilt, und nun beobachtet, um wieviel Scalenteile die Elektrometernadel bei positiver und negativer Elektrisirung in 30 Sekunden zurückging. So ergab sich am 3. December 1899 für negative Ladung ein Rückgang um 15,3, für positive um 15,2 Scalenteile, während 1 Volt gleich 50 Scalenteilen war. Die dem Käfig erteilten Spannungen waren natürlich so gewählt, dass sie etwa gleichen Ausschlägen

1) Die Ergebnisse der im Folgenden beschriebenen Versuche sind zum Teil schon kurz mitgeteilt in der *Physikalischen Zeitschrift* und in *Terrestrial Magnetism and Atmosph. Electricity*, I. c.; ferner in der *Phys. Zeitschr.* 1. p. 245. 1900.

des Elektrometers vom Nullpunkte an entsprachen. Es wurde nun Ammoniakwasser und Salzsäure in zwei nebeneinander gestellte erwärmte Schalen gegossen und so der Raum in kurzer Zeit mit dichtem Salmiaknebel erfüllt. Es fand sich ein Rückgang von nur 1,5 Scalenteile in gleicher Zeit für beide Arten der Elektrisirung. Wurde nun gründlich gelüftet, so stellte sich nach Vertreibung des Nebels etwa wieder der anfänglich beobachtete Betrag der Zerstreuung, nämlich ein Zurückgehen um 14,1 Scalenteile heraus.

Der Elektrizitätsverlust an die Luft wird also durch die Gegenwart von Salmiaknebel so stark vermindert, dass es zweifelhaft ist, ob der verbliebene Rest nicht ausreichend durch mangelhafte Isolation der Aufhängung und der Zuleitung zum Elektrometer erklärt werden kann.<sup>1)</sup>

Der experimentelle Nachweis, dass auch in gleicher Art der eigentliche Wassernebel wirkt, erforderte, da es nicht anging, den ganzen Laboratoriumsraum damit zu erfüllen, eine besondere Vorrichtung. Diese bestand aus einem grossen cylindrischen Glasgefässe von etwa 22 Liter Inhalt, dessen obere, weite Oeffnung durch einen, auf einer darüber gekitteten Fassung aufzuschraubenden Metalldeckel *MM* (Fig. 2) geschlossen werden konnte. Durch eine von drei in ihm gelassenen Oeffnungen wurde die mit einer kleinen Compressionspumpe verbundene Röhrenleitung *R* luftdicht eingeführt, an die mittels eines T-Stückes ein Manometer und ein Auslasshahn angeschlossen waren. Durch eine andere Oeffnung ragte ein mit Schwefel in eine Glasröhre eingekitteter und dadurch isolirter Draht *DG*, an dessen unterem Ende ein handgrosses Stück Drahtgeflecht (in der Figur nicht gezeichnet) im Innern des Gefässes befestigt war, und durch die dritte die in ein dem ersteren paralleles Drahtnetz endigende, mit dem Elektrometer zu verbindende Elektrode *EF*. Auf den Boden des Gefässes war Wasser gegossen und dieses durch einen hineingesenkten

1) Uebereinstimmend hiermit findet Hr. Owens die Leitfähigkeit der von Thoriumstrahlen durchsetzten Luft bei Gegenwart von Tabakrauch vermindert (Phil. Mag. 48. p. 376. 1899). Den gleichen Einfluss üben nach Hrn. v. Wesendonck rauchende Substanzen auf das elektrische Leitvermögen der Flammengase aus. (Naturw. Rundschau 15. p. 261. 1900.)

Draht, der durch einen dort angebrachten Tubus geführt war, sowohl mit dem Metalldeckel *MM*, wie mit der Erdleitung verbunden. War nun die Luft im Innern comprimirt und öffnete man den Auslasshahn, so trat in bekannter Weise die Nebelbildung ein. Es war noch erforderlich, die zum Elektrometer führende Elektrode *EF* in der vorübergehend mit Wasserdampf übersättigten Luft völlig isolirend zu erhalten. Dies gelingt auf folgende Weise. Eine Glasröhre *AB* ist in der Nähe von *A* zu einer Kugel aufgeblasen und auf diese seitlich

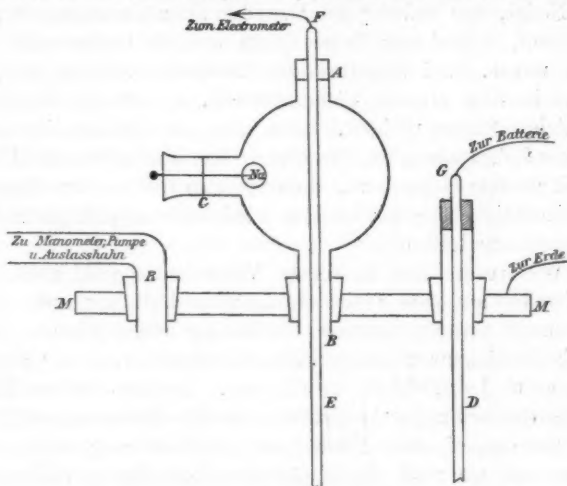


Fig. 2.

ein Tubus *C* aufgesetzt. Der Elektrodendraht *EF* wird bei *A* mit Schwefel eingekittet, sodass er, ohne die Röhre innen zu berühren, bei *B* frei austritt. Mittels eines gut passenden Stopfens wird diese in die mittlere Oeffnung des Deckels *MM* eingesetzt, bevor an *E* das Drahtnetz befestigt ist. Durch den Tubus *C* führt man, wie bei dem oben beschriebenen Elektroskope, ein Stück metallischen Natriums mittels einer Nadel ein. Die Luft in der Kugel bleibt dadurch auch bei plötzlichem Entspannen so trocken, dass die Isolation vollkommen ist.

Die Beobachtungsmethode war nun folgende. Nachdem die Luft in dem Apparate bis auf etwa 20 cm Quecksilber über den Atmosphärendruck comprimirt war, verbanden wir



*EF* mit dem noch zur Erde abgeleiteten Quadrantelektrometer und *D* mit dem einen Pole einer Accumulatorenatterie von 100 Elementen, oder einer Zink-Salmiaklösung-Kohleketten von höherer Polspannung. Alsdann wurde die Erdleitung des Elektrometers unterbrochen und der Elektrizitätsübergang zwischen den an *E* und *D* befestigten Drahtnetzen an der Bewegung der Elektrometernadel verfolgt. Wurde nun die Luft durch Oeffnen des Auslasshahnes mit Nebel erfüllt, so verlangsamte sich, unabhängig vom Vorzeichen der Ladung der Gang der Nadel, um sofort wieder zu der alten Bewegung zurückzukehren, sobald der Nebel durch erneute Compression entfernt wurde. Bei schrittweisem Entspannen, indem man den Nebel in dem Maasse wiederherstellt, als er sich durch allmähliches Sinken lichtet, kann man das Tempo der Nadel längere Zeit verlangsamt erhalten. Ist schliesslich der Ueberdruck in dem Gefässe verschwunden, so tritt mit zunehmender Durchsichtigkeit seines Inhaltes wieder die ursprüngliche Leitfähigkeit der Luft ein.

Wir verwandten zu diesen Versuchen sowohl natürliche, unmittelbar aus dem Freien entnommene Luft, wie auch solche, der durch vorhergegangene Einführung einer Flamme oder durch die Gegenwart eines Stückes Uranpecherz künstlich eine gesteigerte Leitfähigkeit erteilt war. In den letzten Fällen ist die Erscheinung sehr deutlich, da die Bewegung der Nadel bei Abwesenheit des Nebels viel beträchtlicher wird, doch halten wir sie auch bei natürlicher Luft für unverkennbar. Die Ausschläge des Elektrometers in gleichen Zeiten bei nebelfreier und nebelhaltiger Luft standen im ersten Falle (bei natürlicher Luft) im Verhältnis von etwa 7:5, im zweiten (bei künstlich ionisierter) von 11:5.

Die Wirkung des Staubes und Nebels auf die Elektrizitätszerstreuung lässt sich bekanntlich leicht übersehen, indem man beachtet, dass die Ionen infolge ihrer elektrischen Ladung an den Staubteilchen und Nebeltröpfchen haften und durch die hierdurch bewirkte enorme Zunahme der zu bewegenden Masse lahmgelegt werden. Bei genügender Uebersättigung der Luft bilden sie sogar selbst die Condensationskerne des entstehenden Nebels.<sup>1)</sup>

1) Wilson, Phil. Trans. 192. p. 403 und 193. p. 289. 1899.

Nachdem somit die durch Beobachtungen im Freien erkannte Verminderung der Leitfähigkeit der Luft bei Nebel durch den Versuch bestätigt war, handelte es sich nun um die Frage, ob sich für die Annahme einer elektrischen Eigenladung der in der Luft enthaltenen Träger der Elektricitätszerstreuung die experimentelle Begründung finden liesse. Sind solche geladenen Teilchen in elektrisch neutraler Luft vorhanden, so müssen sie gleiche und entgegengesetzte Elektricitätsmengen mit sich führen, es muss möglich sein, die eine Art von der anderen durch elektrische Kräfte zu trennen.

Wir verwandten zu den hierauf abzielenden Versuchen zuerst den oben beschriebenen transportablen Apparat für Elektricitätszerstreuung. Stellt man diesen, nachdem man den Zerstreuungskörper *G* unter den Schutzcylinder eingeführt und den Elektroskopblättchen eine gewisse Divergenz erteilt hat, auf eine isolirende Unterlage und ladet nun das aus dem Gehäuse des Elektroskopes, dem Stative und dem Schutzcylinder bestehende System durch dauernde Verbindung mit dem einen Pole einer Trockensäule auf etwa  $\pm 300$  Volt, so beobachtet man, dass die Zerstreuung merklich schneller als sonst vor sich geht, wenn die Ladung des Zerstreuungskörpers mit der des ganzen Systems übereinstimmt, dagegen langsamer bei entgegengesetzten Vorzeichen.

Nimmt man die Existenz elektrisch geladener Teilchen in der Luft an, so ist die Deutung des Ergebnisses einfach. Der etwa positiv geladene Zerstreuungskörper zieht aus seiner Umgebung die negativen „Ionen“ heran und wird durch Berührung mit ihnen allmählich entladen. Ist nun der Schutzcylinder an seiner Aussenfläche gleichnamig elektrisirt, so addirt sich das von ihm erregte Feld zu dem ersteren hinzu; die von ihm aus grösserer Ferne herangezogenen negativen Ionen gelangen zum Teil auch in das elektrische Feld des Zerstreuungskörpers und folgen den an seiner Oberfläche endigenden Kraftlinien. Die gleichnamige Ladung des äusseren Leitersystems wirkt also in der Art, dass sie die Anzahl der entgegengesetzt geladenen Ionen in der Nachbarschaft von *G* vermehrt, eine entgegengesetzte vermindert sie. Im ersten Falle wird die Zerstreuung beschleunigt, im zweiten verzögert.

Die Versuchsanordnung ist noch nicht rein; das Anlegen des Poles der Trockensäule bewirkt, da der Stil des Zerstreuungskörpers nicht von dem Schutzcylinder umschlossen ist, noch eine Aenderung in der Divergenz der Blättchen.

Von diesem Fehler ist die folgende Methode frei. Der Schutzcylinder wird entfernt, statt dessen aber der ganze Apparat mit einer allseitig geschlossenen cylindrischen Hülle aus weitmaschigem Drahtgeflecht (Maschenweite etwa 0,5 bis 2 cm) umgeben, die mit ihm auf derselben isolirten metallischen Unterlage ruht. Um den Zerstreuungskörper zu laden, bedient man sich einer isolirten, mit einer Elektrizitätsquelle verbundenen Sonde. Diese führt man durch eine der Maschen des Netzes hindurch bis zur einmaligen Berührung mit *G*, während man zugleich die Drahthülle einen Moment ableitet. Hierauf verbindet man diese selbst mit einem der Pole einer Zamboni'schen Säule. Ist das Elektroskop auf dem Holzkasten aufgestellt, so legt man vorher noch einen Metalldraht darauf, der das Stativ metallisch mit dem einschliessenden Drahtnetze verbindet.

Ist die Maschenweite des letzteren nicht zu gross, etwa 1 cm<sup>2</sup>, so ist das im Innern befindliche Elektroskop dem Felde der äusseren Hülle so gut wie völlig entzogen. Man erkennt dies daraus, dass eine Aenderung ihres elektrischen Zustandes durch Abschalten der Säule und Anlegen der Erdleitung kein merkliches Zucken der Elektroskopblättchen bewirkt.

Wir haben mit dieser Anordnung unter verschiedenen Wetterverhältnissen im Freien (auf einem Tische im Garten an der Ostseite des Hauses) Beobachtungen angestellt und ausnahmslos gefunden, dass bei gleichnamiger Ladung des Zerstreuungskörpers und des Drahtgeflechtes die Zerstreuung grösser ist, als bei entgegengesetzter. An manchen Tagen waren die Unterschiede überraschend gross, es scheint, dass ruhige, klare Luft sie am deutlichsten hervortreten lässt. Die Expositionszeit betrug 5—10 Min.

Die folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung einiger Messungen.

Datum und Stunde	Drahtkäfig pos.		Drahtkäfig neg.		Bemerkungen
	Zerstreuung für pos. Ladung	für neg. Ladung	Zerstreuung für pos. Ladung	für neg. Ladung	
13. VIII. 1899 6—7 Nachm. }	10,01	4,44	2,73	8,72	{ Luft klar. Schwacher W. Maschenweite des Käfigs 3 cm.
26. X. 1899 3—4 Nachm. }	6,27	1,48	1,15	6,99	{ Wolkenlos. Leichter S.E. Maschenweite des Käfigs 5 mm.
29. IV. 1900 11—12 Mitt. }	10,58	4,32	3,31	10,60	{ Sonnenschein. Schwacher S.W. Maschenweite des Käfigs 5 mm.

(Wegen der Veränderlichkeit der zum Laden des Käfigs benutzten Zamboni'schen Säulen sind die Messungen verschiedener Tage nicht miteinander vergleichbar.)

Die Erklärung der Erscheinung mittels der Annahme freier Ionen in der Luft ist die schon vorhin gegebene. Die von der geladenen Umhüllung herangezogenen, ihr entgegengesetzt elektrisirten Ionen diffundiren zum Teil in das Innere hinein und gelangen so in das Feld des Zerstreuungskörpers, dessen Spannung sie schnell herabmindern, wenn er der Hülle gleichnamig elektrisirt ist, während eine entgegengesetzte Ladung nur durch diejenigen Ionen der anderen Art allmählich neutralisirt wird, die schon anfänglich im Innenraume vorhanden waren oder gegen die Kräfte des äusseren Feldes durch die Luftbewegung hineingetrieben sind.<sup>1)</sup> Die Versuche gelingen auch im Zimmer. Sehr auffällig können die polaren Unterschiede dann dadurch gemacht werden, dass man in der Nähe des geladenen Drahtgeflechtes eine zur Erde abgeleitete Flamme aufstellt und über diese hinweg Luft durch die Drahtmaschen gegen den Zerstreuungskörper bläst. Bei gleichnamiger Ladung der Hülle und des Elektroskopes fallen die Blättchen schnell zusammen, während sie bei ungleichnamiger selbst eine Zu-

1) In analoger Weise ist die von Matteucci beobachtete Erscheinung zu erklären, dass die Elektrizitätszerstreuung durch Annäherung eines gleichnamig geladenen Körpers beschleunigt wird (G. Wiedemann, Elektrizität 4. p. 605). Dieselben polaren Unterschiede der Zerstreuung innerhalb eines geladenen Metallkäfigs, wie sie hier für natürliche Luft beschrieben sind, hat Hr. Sagnac an Luft gefunden, die durch Röntgenstrahlen leitend gemacht ist (Compt. rend. 130. p. 320. 1900.)

nahme der Divergenz zeigen können. Es liegt auf der Hand, dass bei dieser Versuchsanordnung allerdings die unmittelbare Influenz der Drahthülle auf die in den heissen Flammengasen enthaltenen Ionen die gesteigerte Wirkung bedingt.

Bringt man schliesslich noch eine zweite zur Erde abgeleitete Hülle aus Drahtnetz an, die die andere geladene rings frei umschliesst, so wird, wie zu erwarten war, die Zerstreuung im Innern auf jeden Fall vermindert, da einerseits die Ausdehnung des äusseren elektrischen Feldes durch den zweiten Mantel beschränkt wird, andererseits aber zwischen den beiden Cylinderflächen ein stärkeres Feld entsteht, dass die von aussen eingedrungenen Ionen grösstenteils gegen die Drähte des Geflechtes treibt.

Das unipolare Verhalten der Zerstreuung auf Bergspitzen lässt sich als eine Art natürlichen Analogons zu den beschriebenen Erscheinungen auffassen. Das elektrische Feld des negativ geladenen Erdkörpers, das an diesen Orten besonders stark ist, erteilt den positiven Ionen der Luft an sich schon eine gewisse Geschwindigkeit gegen alle mit der Erdoberfläche zusammenhängenden Leiter. Bei negativer Ladung des Zerstreuungskörpers addirt sich jene Geschwindigkeit zu derjenigen, die dieser allein den positiven Ionen erteilen würde, bei positiver heben sich die Bewegungsantriebe teilweise auf. Eine negative elektrisirte Fläche muss daher auf einem Berggipfel in gleicher Zeit einen grösseren Teil ihrer Ladung verlieren als eine positive.

Ist die vorhin entwickelte Anschauung richtig, dass durch die Maschen eines elektrisirten Hohlkörpers aus Drahtnetz Ionen in sein Inneres hineindiffundiren, deren Ladung der des Körpers entgegengesetzt ist, so müssen sie sich dort durch eine Volumenladung der eingeschlossenen Luft direct nachweisen lassen.

Wir brachten zu diesem Zwecke in der oberen Deckfläche des schon beschriebenen, frei und isolirt aufgehängten grossen Drahtkäfigs eine Oeffnung an, durch die wir einen Tropfen-collector mittels eines über eine Rolle laufenden Drahtes schnell einsenken konnten. Der Collector stand mit dem Quadrant-



elektrometer in Verbindung. Wurde nun, bei zur Erde abgeleitetem Elektrometer und emporgezogenem Collector der Drahtkäfig 5 Min. lang durch Anschluss an einen Hochspannungsaccumulator oder eine Trockensäule auf etwa  $\pm 300$  Volt geladen, dann zur Erde abgeleitet und nun der Collector schnell so tief gesenkt, dass die Auflösungsstelle des Wasserstrahles etwa in der Mitte des Innenraumes lag, so zeigte sich, bei Aufhebung der Erdleitung des Elektrometers, eine schnell (in etwa 3—5 Min.) vorübergehende positive Elektrisierung der Innenluft, wenn der Käfig negativ, eine negative, wenn er positiv geladen gewesen war. Hielten wir während der Dauer der Ladung die Fenster des Zimmers geöffnet, sodass Durchzug stattfand, so blieb die Wirkung aus, ebenso verschwand sie, sobald durch Bewegen eines grossen Pappschirmes die Luft aus dem Drahtkäfig vertrieben wurde. Bei Gegenwart von Salmiaknebeln bedurfte es einer längeren Ladungszeit, bis der gleiche Elektrometerrausschlag erzielt wurde, dagegen blieb dann die Elektrisierung — bei völliger Ruhe der Zimmerluft — viel längere Zeit bestehen. Hatten Gasflammen im Zimmer gebrannt oder zündeten wir solche während der Ladungsdauer an, so waren die Elektrometerrausschläge ungleich bedeutender, als bei Anschluss von Flammgasen.

Es konnte somit kein Zweifel sein, dass wir es mit einer wirklichen elektrischen Ladung der Luft im Innern des Käfigs zu thun hatten.

Indessen tauchten in uns doch Zweifel auf, ob die beobachtete Wirkung — selbst nach unmittelbar dem Versuche vorhergegangener Durchlüftung des Zimmers — ihrem ganzen Betrage nach der natürlichen Ionisierung der atmosphärischen Luft zuzuschreiben sei. In dem Beobachtungsraume waren nämlich öfters Versuche mit radioactiven Substanzen (Uranpecherz und den eigentlichen Radiumpräparaten) angestellt worden und wir hatten, anfänglich nicht ohne Zweifel an der Realität unserer Wahrnehmungen, die erstaunliche Empfindlichkeit kennen gelernt, mit der die Elektrizitätszerstreuung in der Luft auf das Vorhandensein solcher Stoffe reagirt. Schon das Einbringen eines Stückes Uranpecherz, ganz besonders aber geringe Mengen einer Radiumverbindung in ein geräumiges Zimmer verrät sich an dem oben beschriebenen transportabeln

Apparate durch eine abnorme Steigerung der Elektrizitätszerstreuung. Auch die Verflüchtigung einer minimalen Substanzprobe des activen Baryumbromids und noch mehr des activen Wismuts im Bunsenbrenner wirkt in derselben Weise. Es lag daher der Verdacht nahe, dass selbst nach Entfernung aller irgend verdächtigen Substanzen und Reinigung des Zimmers die im Drahtkäfig aufgefangenen Ionen ihre Entstehung grösstenteils den Becquerelstrahlen verdankten, die von Spuren der am Fussboden oder den Wänden des Raumes haftenden radioactiven Stoffe ausgingen.

Es blieb nichts übrig, als die Versuche mit neuem Drahtkäfig in einem sicher radiumfreien Raume zu wiederholen. Durch die Freundlichkeit des Hrn. Gymnasialdirektors Brandes wurde uns ein leerstehendes Klassenzimmer des hiesigen Gymnasiums überlassen, in dem wir die gleiche Versuchsanordnung mit neuem Materiale wieder herstellten. Elektrometer, Ablesefernrohr und Scala waren allerdings die früher benutzten, ebenso der häufig mit Wasser abgespülte Tropfcollector, zum Laden des Käfigs diente eine neu verfertigte Trockensäule. Es ergab sich nun, dass die Erscheinung zwar wesentlich schwächer, aber bei völlig ruhiger Luft ohne Zweifel vorhanden war. Hinderlich war jedenfalls der im allgemeinen grössere Staubgehalt der Luft in dem neuen Beobachtungsräume.

Es konnte hier geschehen, dass die Wirkung zum Teil durch die Potentialdifferenz verdeckt wurde, die von vornherein zwischen der Auflösungsstelle des aus dem Collector tretenden Wasserstrahles und dem zur Erde abgeleiteten Drahtkäfig bestand, wenn der letztere nicht vorher elektrisirt gewesen war. Durch Einschalten eines Daniell'schen Elementes in die Erdleitung, das durch einen veränderlichen Widerstand geschlossen werden konnte, liess sich diese Potentialdifferenz compensiren. Die Elektrometerrausschläge erfolgten alsdann in demselben Sinne, wie bei den früheren Beobachtungen.

Wir glauben daher, dass sich der Nachweis der Existenz von Ionen in der natürlichen Luft durch ihre Scheidung mittels elektrischer Kräfte in der That auf dem angegebenen Wege führen lässt.

Ebenso überzeugten wir uns davon, dass die Hemmung

der Elektrizitätszerstreuung durch die Anwesenheit von Salmiaknebeln in gleicher Deutlichkeit, wie wir sie früher beobachteten, auch in dem jedenfalls radiumfreien Raume hervortrat.

Die übrigen beschriebenen oder erwähnten Versuche über die unipolare Elektrizitätszerstreuung innerhalb eines geladenen Drahtgeflechtes sind überhaupt nicht in den Laboratoriumsräumen, sondern entweder im Freien oder in radiumfreien Zimmern mit unverdächtigem Material angestellt worden, dürfen also in dieser Beziehung als einwandfrei gelten.

Wenn nach den im Vorigen mitgeteilten Beobachtungen der natürlichen Luft ein gewisses Leitvermögen zuzuschreiben ist, so erhebt sich als nächste Frage die nach seinem Ursprung. Eine bestimmte Antwort darauf kann wohl noch nicht gegeben werden.

Der Gedanke liegt nahe, dass das Leitvermögen der Luft, d. h. ihr Gehalt an Ionen in der Masseneinheit, eine derartige Function der Temperatur ist, dass sie innerhalb des an der Erdoberfläche in Betracht kommenden Intervalles nur einen kleinen Betrag erreicht, während sie für Rotglühitze zu merklicher Höhe ansteigt. Wenn durch elektrische Kräfte, also durch Entziehung von freien Ionen, die Leitfähigkeit vermindert oder vernichtet ist, so müsste sie sich hiernach von selbst in endlicher Zeit wiederherstellen. Man kann, soweit die Erfahrung reicht, nicht sagen, dass das Verhalten der Luft mit dieser Annahme in Widerspruch steht, sie würde aufgegeben werden müssen, wenn es gelänge, ein abgeschlossenes Luftquantum durch Einführung eines elektrischen Feldes seiner Leitfähigkeit dauernd zu berauben. Andererseits erscheint sie nicht ausreichend, sobald man die Zunahme der Ionisirung der Luft mit der Meereshöhe des Beobachtungsortes als erwiesen ansieht. Unsere Erfahrungen sprechen allerdings für diese Zunahme, doch kann man die Entscheidung wohl erst von Messungen der Zerstreuung bei Ballonfahrten erwarten, da an der Erdoberfläche noch unbekannte Störungen vorhanden sein könnten. Man beachte ausserdem, dass eine Vermehrung der Leitfähigkeit nicht allein auf eine grössere Anzahl von Ionen, sondern vielleicht auch auf ihre grössere Beweglichkeit, also geringere Masse im Vergleich zur Eigenladung zurückführbar ist. Als Grund für die Annahme einer mit der Höhe zu-

nehmenden Ionisirung der Luft lässt sich nach Hrn. Lenard die von ihm gefundene Wirkung des äussersten Ultraviolett auf gasförmige Körper geltend machen, die in einer mit der Absorption verbundenen Erzeugung eines elektrischen Leitvermögens der durchstrahlten Gase besteht. Man käme so auf die Sonnenstrahlen als Quelle der Ionisirung der äussersten atmosphärischen Schichten zurück, die dort gebildeten Ionen hätte man sich durch Diffusion und infolge der natürlichen Strömungen durch die ganze Atmosphäre verbreitet zu denken. Zu der gleichen Vorstellung führt die Annahme des Hrn. Birkeland, der die Sonne als Ausgangsort von Kathodenstrahlen betrachtet, die beim Eindringen in die Erdatmosphäre Lumineszenzerscheinungen (die Polarlichter) hervorrufen und die Luft in leitenden Zustand versetzen. Wir möchten bemerken, dass man, abgesehen von jeder weiteren Annahme, schon aus der Thatsache der elektrischen Lumineszenz gewisser Schichten der Atmosphäre, wie sie doch zweifellos bei den Polarlichtern vorkommt, auf ihre Ionisirung schliessen darf. Dann aber ist die Verbreitung der Ionen durch die *gesamte* Lufthülle des Erdkörpers nicht weiter als überraschend zu betrachten.

Wolfenbüttel, im Mai 1900.

(Eingegangen 15. Mai 1900.)

## 2. Ueber den Einfluss kleiner Beimengungen zu einem Gase auf dessen Spectrum; von Percival Lewis.

(II. Mitteilung.)

### I. Wasserstoff (Fortsetzung).

In der ersten Mitteilung<sup>1)</sup> sind die Wirkungen kleiner Mengen von Hg-Dampf und anderen Substanzen auf das Wasserstoffspectrum beschrieben. Zu jenen Versuchen wurde eine mit äusseren Elektroden versehene Entladungsröhre benutzt. Zunächst führte ich dieselbe Untersuchung bei Anwendung innerer Elektroden aus, welche zur Vermeidung von Amalgambildung aus Eisen gemacht wurden. Sonst wurde wie früher verfahren.

Es wurden Beobachtungen angestellt: 1. mit geschlossenem secundären Strom, 2. mit Tesla'schem Strom, 3. mit Funkenstrecke und Condensator. Messungen der Helligkeit der roten Wasserstofflinie  $H_\alpha$ , der grünen Hg-Linie und des in der nächsten Nähe der Hg-Linie liegenden zusammengesetzten Wasserstoffspectrums wurden bei verschiedenen Wasserstoffdrucken und Temperaturen des Hg-Reservoirs mittels eines Glan'schen Spectrophotometers ausgeführt. Die Ergebnisse sind in folgenden Tabellen zusammengefasst und durch die Curven (Fig. 1) dargestellt.

Tabelle I.

Secundärer Strom geschlossen. Temperatur des Hg-Reservoirs  $1^\circ$ .

Wasserstoff- druck	Intensität		
	$H_\alpha$	zusammenges. Spectrum	Hg
0,6	120	11	17
1	76	6	13
1,2	81	7	15
1,4	76	5	6
3,2	65	4	4
5,8	36	3	2
9	20	3	4
13	5	5	1

1) P. Lewis, Wied. Ann. 69. p. 398. 1899.

Tabelle I (Fortsetzung).  
Temperatur des Hg-Reservoirs 18°.

Wasserstoffdruck	Intensität		
	H <sub>a</sub>	zusammenges. Spectrum	Hg
0,5	81	9	51
1,3	61	5	34
3,2	49	8	36
4,8	36	5	15
12	3	2,5	4

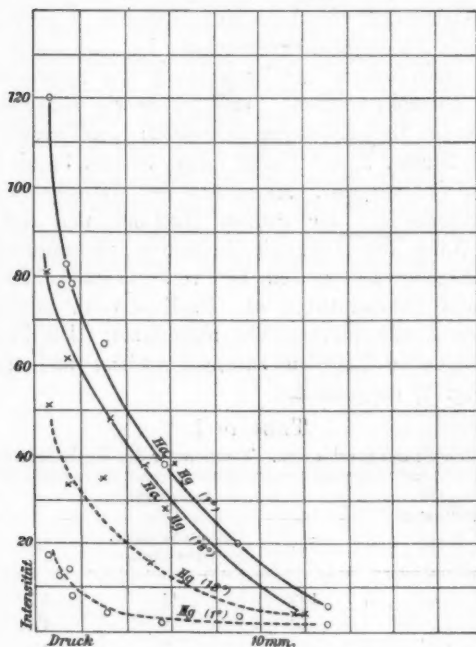


Fig. 1.

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass der Einfluss des Hg-Dampfes bedeutend ist, obgleich nicht so stark wie bei Gebrauch von äusseren Elektroden. Bis hinab zum Wasserstoffdruck von 0,5 mm war kein Intensitätsmaximum erreicht. Beim Gebrauch äusserer Elektroden, dagegen wurde die grösste



Helligkeit bei einem Druck von 3 mm gefunden. In beiden Fällen wurde der primäre Strom constant erhalten.

Bei Anwendung des Tesla'schen Stromes war das Spectrum sehr lichtschwach, daher waren die Messungen unsicher. Auch in diesem Falle wurde eine Verminderung der Helligkeit des Wasserstoffspectrums bei der Anwesenheit des Hg-Dampfes festgestellt. Die Lichtintensität erreichte ein Maximum bei etwa 1,2—2 mm Druck (vgl. Fig. 2).

Tabelle II.

Tesla'scher Strom. Temperatur des Hg-Reservoirs 1°.

Wasserstoff- druck	Intensität		
	H <sub>α</sub>	zusammenges. Spectrum	Hg
0,6	4,5	0,7	2,3
1,3	5,3	2	3
3,5	3,1	0,7	1,8
7	1,5	0,5	1
19	0	0,5	} kaum sichtbar
28	0	0,3	

Temperatur des Hg-Reservoirs 18°.

0,5	1,5	0,7	4,6
0,7	1,5	0,7	4,6
1,2	3,1	2,0	7,4
2,4	2	2,0	11
5	0,8	0,7	2,4
12	0,6	0,7	1,3

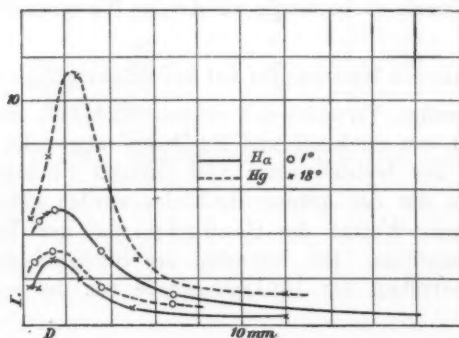


Fig. 2.

Bei Anwendung eines Condensators war es unmöglich, wegen der Unregelmässigkeit der Entladung übereinstimmende Messungen zu machen.

Wegen der unvermeidlichen Oxydation der eisernen Elektroden wurden keine Versuche bei Beimengung von Sauerstoff und Wasserdampf unternommen.

## II. Stickstoff.

Es wurde auch der Einfluss kleiner Mengen von Hg-Dampf, Sauerstoff und Wasserdampf auf das Spectrum des Stickstoffs untersucht. Die Entladungsröhre war mit äusseren Elektroden versehen. Während jeder Versuchsreihe blieb der primäre Strom constant. Ein an Stelle des bisher benutzten Voltameters gesetzter Gasometer enthielt Stickstoff, welcher durch Erhitzen einer Lösung von Ammoniumsulfat und Natriumnitrit gewonnen wurde. Im übrigen wurde die früher beschriebene Anordnung des Apparates<sup>1)</sup> benutzt. Um Spuren von Sauerstoff zu entfernen, wurde das Gas durch eine Pyrogallollösung hindurchgeleitet.

Die ersten Messungen zeigten grosse Veränderungen der Helligkeit des Stickstoffspectrums, welche, nachdem die Entladung eine Zeit lang gedauert hatte, immer abnahm. Wahrscheinlich rührt diese Unregelmässigkeit von den an den Glaswänden befindlichen fremden Substanzen her. Mit der Zeit wurde die Intensität des Stickstoffspectrums constanter, doch war sie niemals so beständig wie die des Wasserstoffspectrums.

### Einfluss des Hg-Dampfes auf das Stickstoffspectrum.

Es wurden Versuche mit reinem Stickstoff, alsdann mit Gemischen von Stickstoff und Hg-Dampf angestellt. Die Intensitäten der hellsten roten und orangen Stickstoffbanden, sowohl als die der grünen Hg-Linie, wurden gemessen bei verschiedenen Werten des Gasdruckes und der Temperatur des Hg-Reservoirs. Die Intensität des Stickstoffspectrums in der Nachbarschaft der Hg-Linie wurde von der scheinbaren

---

1) P. Lewis, Wied. Ann. 69. p. 399. 1899.

Intensität der letzteren abgezogen, um ihre wahre Intensität zu bekommen.

Mit der Zeit wurde eine starke Verminderung der Intensität der Hg-Linie durch den Strom hervorgebracht. Wahrscheinlich hängt diese Abnahme mit der von Threlfall beobachteten langsamen Verbindung von Stickstoff mit Hg-Dampf in der Entladungsröhre zusammen.<sup>1)</sup> Um diese Veränderungen zu vermeiden, wurden die in folgenden Tabellen angegebenen Messungen gleich nach Schliessen des Stromes gemacht.

Tabelle III.

Reiner Stickstoff.

Stickstoffdruck	Intensität			
	Rothe Bande	Orange Bande	Im Grünen	Hg
0,8	57	—	6	—
1,5	70	36	8	—
1,8	87	49	24	—
2,5	87	57	39	—
3,2	100	—	—	—
3,5	105	65	36	—
4	100	61	31	—
5	93	57	—	—
5,5	87	53	—	—
6	81	45	31	—
6,5	75	42	28	—
9	61	39	24	—
10	53	39	28	—
17	39	26	18	—
25	33	20	16	—
60	16	9	8	—
100	8	—	—	—

N + Hg. Temperatur des Hg-Reservoirs - 4°.

1,5	45	—	22	20
2,5	49	—	28	14
4	81	—	26	13
5	70	—	26	13

1) R. Threlfall, Phil. Mag. 35. p. 1. 1893.

Tabelle III (Fortsetzung).

N + Hg. Temperatur des Hg-Reservoirs 5°.

Stickstoffdruck	Intensität			
	Rote Bande	Orange Bande	Im Grünen	Hg
0,9	9	11	5	26
1,8	28	22	8	25
1,7	45	—	15	27
2,5	57	36	16	26
3	70	—	18	24
4	70	45	22	23
7	61	42	28	17
13	49	31	26	7
26	33	—	—	2

N + Hg. Temperatur des Hg-Reservoirs 17°.

1,5	23	—	9	33
1,9	31	26	16	37
2,5	53	26	24	29
3,5	65	31	20	33
3,8	65	33	24	29
4	61	31	28	25
6,5	61	33	28	21
9,5	45	21	18	15
15	36	28 (?)	16	8
26	31	16	13	3

Die Intensitäten der roten Stickstoffbande und der Hg-Linie bei verschiedenen Drucken sind durch die Curven (Fig. 3) dargestellt.

Es geht aus diesen Curven hervor, 1. dass die Intensitäten der Stickstoffbanden ein Maximum bei einem Drucke von etwa 3,5 mm erreichen; 2. dass oberhalb eines Druckes von ungefähr 20 mm die Helligkeit des Stickstoffspectrums sehr langsam mit zunehmendem Drucke abnimmt, und 3. dass sie durch die Anwesenheit des Hg-Dampfes vermindert wird. Diese Wirkung des Hg-Dampfes, obgleich eine bedeutende, scheint nicht so einfach und regelmässig zu sein wie diejenige auf

das Wasserstoffspectrum, weil sie durch chemische Verbindung complicirt wird.

Wegen der durch den Strom schnell hervorgebrachten Veränderungen wurde nur eine Ablesung bei jedem Drucke gemacht, folglich sind die Beobachtungsfehler grösser als bei

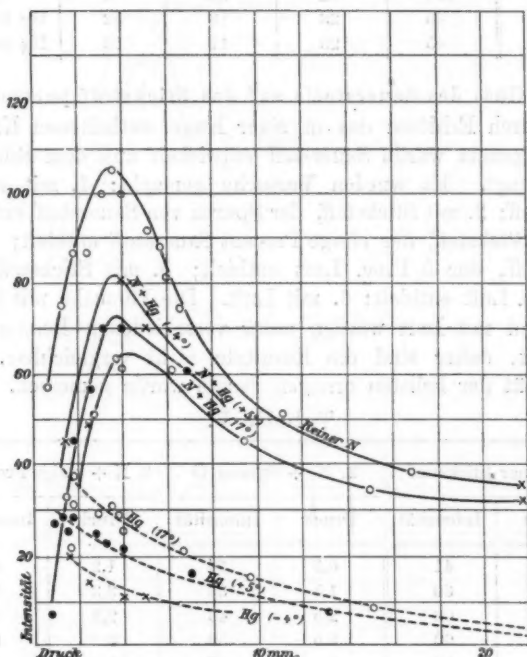


Fig. 8.

den Versuchen mit Wasserstoff. Besonders unbeständig war die Intensität im Grünen.

Bei Abkühlung des Hg-Reservoirs nahm die Intensität der Hg-Linie ab, dagegen nahm die des Stickstoffspectrums nicht wieder zu, wie bei Wasserstoff. Möglicherweise ist diese Thatsache durch die Anwesenheit der Verbindung Stickstoff mit Hg zu erklären. Hierunter steht ein Beispiel.

Tabelle IV.

Stickstoff- druck	Intensität				
	Rot	Orange	Grün	Hg	
4	107	42	33	0	—
—	45	28	18	52	Hg bei 20°
—	45	28	11	13	Hg bei -5°

## Einfluss des Sauerstoffs auf das Stickstoffspectrum.

Durch Erhitzen des in einer Kugel enthaltenen Kaliumpermanganats wurde Sauerstoff entwickelt und dem Stickstoff beigemischt. Es wurden Versuche gemacht: 1. mit reinem Stickstoff; 2. mit Stickstoff, der Spuren von Sauerstoff enthielt; 3. mit Stickstoff, der einige Procent Sauerstoff enthielt; 4. mit Stickstoff, der 5 Proc. Luft enthielt; 5. mit Stickstoff, der 50 Proc. Luft enthielt; 6. mit Luft. Die Versuche mit Sauerstoff und mit Luft wurden unter verschiedenen Bedingungen gemacht, daher sind die Resultate nicht vergleichbar. Die Intensität der hellsten orangen Bande wurde gemessen.

Tabelle V.

1. Reiner Stickstoff		2. N + Spuren O		3. N + einige Procent O	
Druck	Intensität	Druck	Intensität	Druck	Intensität
0,9	41	0,9	34	1,2	6
1,5	60	1,5	36	2,3	6,4
3	68	2,5	43	2,5	6,4
4	62	3,5	59	3	6
5	50	5	47	5	4,8
6,2	36	—	—	8	2
12	18	—	—	—	—
4. N + 5 Proc. Luft		5. N + 50 Proc. Luft		6. Luft	
1,5	45	1,5	26	1	8
3,5	49	3	28	2,8	15
5	49	3,7	31	3,5	18
10	33	4,5	24	5,5	15
20	20	10	18	8	9

Diese Ergebnisse sind in Figg. 4 und 5 graphisch dargestellt.

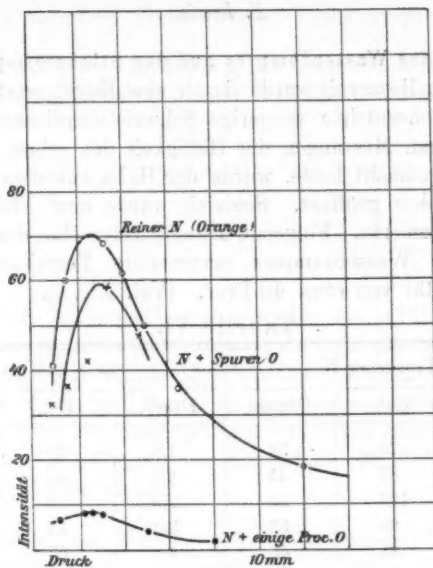


Fig. 4.

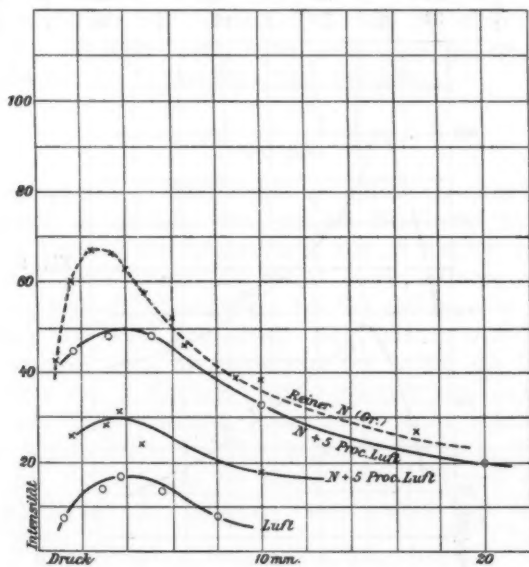


Fig. 5.



Einfluss des Wasserdampfes auf das Stickstoffspectrum.

Das Hg-Reservoir wurde durch eine Kugel ersetzt, welche eine sehr concentrirte wässrige Schwefelsäurelösung enthielt. Nachdem man Messungen der Helligkeit des reinen Stickstoffspectrums gemacht hatte, wurde der Hahn zwischen der Kugel und der Röhre geöffnet. Sogleich wurde eine Abnahme der Helligkeit bemerkt. Folgende Tabelle zeigt eine durch Hinzufügung des Wasserdampfes verursachte Verminderung der Lichtintensität von etwa 40 Proc. (Vgl. Fig. 6).

Tabelle VI.

1. Trockener N			2. N + H <sub>2</sub> O		
Druck	Rot	Orange	Druck	Rot	Orange
1,3	70	33	1,5	28	18
2	87	45	2,5	45	24
3	100	53	2,9	53	26
3,5	93	53	3,2	57	31
4,5	81	45	4	57	31
7,5	70	42	4,5	58	28
10,5	57	33	7,5	45	22
24	36	18	12	24	20

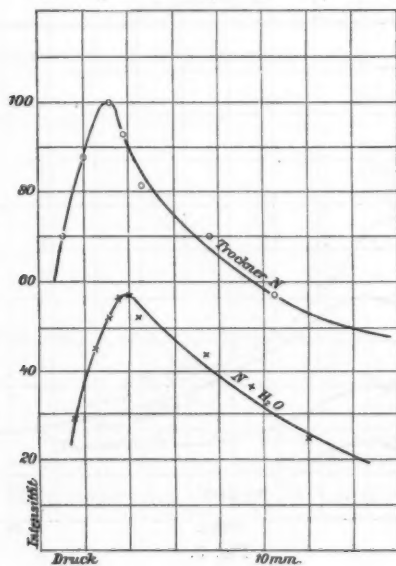


Fig. 6.

Nach weiterer Verdünnung der Schwefelsäurelösung war die Wirkung des Wasserdampfes bedeutend stärker.

Tabelle VII.

Druck	Rot	Orange	
4	93	53	Trockener N
—	7	3	N + H <sub>2</sub> O

Bei dem letzteren Versuch werden die roten, gelben und grünen Teile des Spectrums fast vernichtet, während die blauen und violetten Banden deutlich sichtbar blieben, obgleich von geringerer Intensität. In reinem, trockenem Stickstoff war das Entladungslicht bei niedrigen Drucken blass rosa, bei höheren kupferrot. Nach Zusatz des Sauerstoffs oder Wasserdampfes wurde ihre Farbe violett.

#### Einfluss des Schwefel- und Joddampfes.

Jede dieser Substanzen wurde in der Röhre eingeschmolzen und stark erhitzt. Keine Veränderung der Helligkeit wurde dabei bemerkt. E. Wiedemann<sup>1)</sup> hat bei höheren Temperaturen der Röhre auch keinen merkbaren Einfluss des Joddampfes auf das Stickstoffspectrum gefunden.

#### Schluss.

Bringt man in die Flamme eines Bunsen'schen Brenners ein Metall *A*, welchem eine Spur des Metalles *B* beigemischt ist, so kommen die Spectrallinien von *B* deutlich zum Vorschein. Darauf beruht die Macht dieser Methode zur Entdeckung kleiner Beimengungen von Substanzen, oder zur Entdeckung von neuen Elementen. Man hat nun stillschweigend angenommen, dass die Gegenwart von *A* auf die Intensität der Linie von *B* überhaupt keinen Einfluss hat, obgleich mir messende Untersuchungen dieser Frage nicht bekannt sind. Doch konnte ich in der That keine Aenderung in der Intensität der Natriumlinien bei einem solchen Versuch erkennen, als ich Kaliumsalze zufügte. Ganz anders liegt die Sache,

1) E. Wiedemann, Wied. Ann. 5. p. 517. 1878.

wenn man ein Gas durch den elektrischen Strom zum Leuchten bringt; so ist das Argon in der Luft in einer Geissler'schen Röhre nicht nachweisbar. Durch messende Versuche haben Ramsay und Collie gefunden<sup>1)</sup>, dass verhältnismässig grosse Mengen von Helium und Argon bei Gegenwart von Wasserstoff und Stickstoff nötig sind, damit ihre Spectra erkannt werden können; dagegen sind Spuren von Wasserstoff und Stickstoff in Helium und Argon sichtbar. Helium wird erst bei grösseren Mengen in Argon sichtbar, dagegen kann schon eine Spur von Argon in Helium entdeckt werden.

In diesen und früheren erwähnten Fällen sind ziemlich grosse Beimengungen wirksam. Es ist fast immer angenommen, dass kleine Spuren einer fremden Substanz keinen merklichen Einfluss auf das Spectrum einer anderen ausüben, besonders wenn die letztere in grosser Menge vorhanden ist. Meine Versuche zeigen aber, dass sehr kleine Beimengungen zu einem Gase in einer Geissler'schen Röhre einen grossen Einfluss auf die Spectralerscheinungen in demselben ausüben können, und deshalb mehr als bisher in Betracht gezogen werden sollten.

Berlin, Phys. Inst. d. Univ., März 1900.

---

1) W. Ramsay u. J. N. Collie, Proc. Roy. Soc. 59. p. 257. 1896.

(Eingegangen 16. Mai 1900.)

### 3. Ueber Fluorescenz und Nachleuchten bei der elektrischen Entladung in Stickstoff; von Percival Lewis.

Ich habe einige Fluorescenz- und Nachleuchtungserscheinungen in Stickstoff beobachtet, welche, wie die in der vorhergehenden Mitteilung beschriebenen, von kleinen Beimengungen zum Stickstoff abzuhängen scheinen.

#### I. Fluorescenz.

1. Die Anordnung der Entladungs- und Verbindungsröhren ist in Fig. 1 dargestellt.

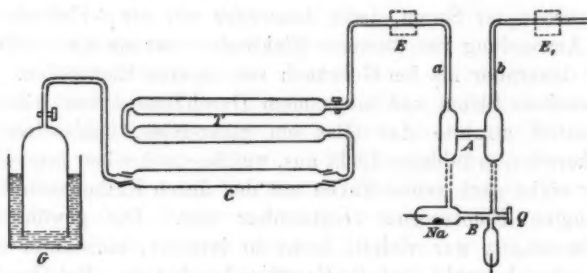


Fig. 1.

Zuerst wurde die H-förmige, mit äusseren Elektroden versehene Röhre A benutzt, später bei den Spectraluntersuchungen im Ultravioletten, die Röhre B, entweder mit inneren oder äusseren Elektroden, G ist der Gasometer, C und T die Kupfer- und Trockenröhren.

2. Wenn die Röhre Stickstoff enthielt, welcher durch Erhitzen einer Lösung von  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  und  $2\text{NaNO}_3$  hergestellt und von Sauerstoff durch erhitztes Kupfer befreit worden war, bemerkte ich, dass gleich nach Schliessung des Stromes die Entladungsröhre eine Zeit lang prachtvoll fluorescirte, wobei das Entladungslicht schwächer war oder bei hohen Drucken scheinbar ganz verschwand. Diese Fluorescenz (welche ich

„ $\beta$ -Fluoreszenz“ nennen will), war nicht auf die Entladungsröhre allein beschränkt, wie die gewöhnliche Fluoreszenz („ $\alpha$ -Fluoreszenz“), sondern beim Durchfliessen frischen Gases eine erhebliche Strecke (100 cm oder mehr) weit in den Zufluss- und Ausflussröhren (*a* und *b*, Fig. 1) zu sehen, in welchen kein Entladungslicht sichtbar war. Nach einigen Secunden hörte die  $\beta$ -Fluoreszenz auf, zuerst in der Capillare der Röhre, schliesslich in den Ansatzröhren. Liess man frischen Stickstoff fortwährend durchströmen, so dauerte die  $\beta$ -Fluoreszenz fort. Nach Unterbrechung des Stromes fand kein Nachleuchten statt. Wurde der Strom einigemal schnell geschlossen und unterbrochen, nachdem die Röhre mit frischem Stickstoff gefüllt worden war, so zog sich die  $\beta$ -Fluoreszenz allmählich in die Ansatzröhren *a* und *b* zurück. Diese Thatsache deutet auf eine fortschreitende Veränderung des Gases, welche sich am schnellsten da vollzieht, wo der Strom am stärksten ist. Je schwächer der Strom, desto dauernder war die  $\beta$ -Fluoreszenz. Bei Anwendung von äusseren Elektroden war sie etwas stärker und dauernder als bei Gebrauch von inneren Elektroden. Bei schwachem Strom und langsamem Durchfliessen von frischem Stickstoff strahlte das Glas ein glänzendes, opalescirendes, flackerndes, grünblaues Licht aus, welches nach seiner Intensität, aber nicht nach seiner Farbe mit der durch Kathodenstrahlen erzeugten Fluoreszenz vergleichbar war. Die gewöhnliche  $\alpha$ -Fluoreszenz war violett, nicht so intensiv, constanter und, wie schon bemerkt, auf die Capillare beschränkt. Bei Drucken von 10—15 cm war die Helligkeit der  $\beta$ -Fluoreszenz beinahe so gross wie bei niedrigen Drucken. Bei noch höheren Drucken, wenn keine sichtbare Entladung durch die Röhre ging, fluorescirte das Glas noch immer in der Nähe der Elektroden.

3. Dass es wirklich Fluoreszenz des Glases war, nicht etwa irgend ein Leuchten des Gases, wurde durch Erhitzen eines Theiles der Röhre bewiesen. Als der Stickstoff langsam durchfloss, hörte die Fluoreszenz an der erhitzten Stelle auf, obgleich sie zu beiden Seiten derselben sehr stark war. Nach Abkühlung fluorescirte dieser Teil wieder.

4. Wurde der Stickstoff nicht zuerst über erhitztes Kupfer oder durch Pyrogalllösung geleitet, so war die  $\beta$ -Fluoreszenz bedeutend schwächer. Durch kleine Beimengungen von Sauer-

stoff, Wasserstoff, Wasserdampf oder Kohlenoxyd wurde sie vermindert, durch Zufügung grösserer Mengen dieser Substanzen ganz vernichtet.

5. Es schien die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, durch vollständiges Trocknen des chemisch bereiteten Stickstoffs und Entfernung der letzten Spuren von Sauerstoff den fluorescirenden Zustand beständig zu machen; daher leitete ich den Stickstoff durch Pyrogalllösung hindurch, über erhitzten Phosphor und glühendes Kupfer, danach durch concentrirte Schwefelsäure und fünf Trockenröhren, gefüllt mit Chlorcalcium, kaustischem Kali, Phosphorsäureanhydrid bez. Natronkalk und wieder Phosphorsäureanhydrid. Die Röhre wurde oftmals stark erhitzt und ausgepumpt. Die  $\beta$ -Fluorescenz dauerte nicht länger als vorher. Die Vermutung liegt nun nahe, dass diese Erscheinung nicht eine Eigenschaft des reinen Stickstoffs ist, sondern von Beimengungen zum Stickstoff abhängt.

6. Mit Stickstoff, der aus Luft mittels Pyrogallols und erhitzten Phosphors und Kupfers gewonnen wurde, war nur die  $\alpha$ -Fluorescenz zu sehen. Wurde die Luft ausserdem über mit Ammoniak benetztes Kupfer geleitet (eine Methode, die nach Threlfall<sup>1)</sup> sehr empfehlenswert ist), so war eine schwache  $\beta$ -Fluorescenz wahrnehmbar. Entweder wurde der Sauerstoff nicht hinreichend entfernt, oder Argon und andere Bestandteile der Luft verhinderten die  $\beta$ -Fluorescenz. Mit aus Luft bereitetem Stickstoff war die  $\alpha$ -Fluorescenz besonders stark. Beim Durchfliessen des frischen Stickstoffs jedoch wurde ihre Intensität vermindert, im Gegensatz zum Verhalten der  $\beta$ -Fluorescenz.

7. Morren<sup>2)</sup> hat eine sehr glänzende Fluorescenz in quecksilberhaltigem Stickstoff bemerkt, die er den ultravioletten Strahlen von Quecksilber zuschrieb. Die von mir beobachtete  $\beta$ -Fluorescenz trat ein, als kein Quecksilber vorhanden war, und wurde durch Hinzufügen desselben nicht verändert.

8. Es war anzunehmen, dass die  $\beta$ -Fluorescenz durch gewisse Strahlen hervorgerufen werde, welche der stromleitende Stickstoff unter gewissen Umständen aussendet. Es fragte

1) R. Threlfall, Phil. Mag. (5) 35, p. 1. 1893.

2) A. Morren, Ann. Chim. Phys. (4), 4, p. 296. 1865.

sich: 1. welche Strahlen die  $\beta$ -Fluorescenz erregen; 2. unter welchen Bedingungen diese Strahlen ausgesandt werden.

9. Während der  $\beta$ -Fluorescenz wurden keine Veränderungen des sichtbaren Spectrums bemerkt, nur eine Verminderung der Lichtintensität; doch war es unmöglich, diese Abnahme genau zu messen, da bei dem zur Erzeugung der  $\beta$ -Fluorescenz notwendigen Strömen des Gases der Druck und damit die Lichtintensität sich änderten. Bei sehr hohen Drucken verschwand während der  $\beta$ -Fluorescenz das sichtbare Spectrum fast vollständig.

Es wurde demnächst eine Untersuchung des ultravioletten Spectrums ausgeführt. Eine Röhre *B* (Fig. 1) mit Längsdurchsicht wurde mit einem Quarzfenster *Q* versehen, und das Spectrum mittels eines Quarzprismas und Linsen auf einem Baryumplatinecyanürschirm erzeugt. Ruhender, die  $\beta$ -Fluorescenz nicht liefernder Stickstoff gab auf dem Schirm ein kurzes sichtbares Spectrum, und eine Gruppe von fünf hell fluorescirenden Banden im Ultravioletten. Bei stärkerem Strom war schwache diffuse Fluorescenz noch weiter im Ultravioletten zu sehen. Bei strömendem, also stets frischem, die  $\beta$ -Fluorescenz lieferndem Stickstoff verschwand das sichtbare Spectrum und neue Banden tauchten im Ultravioletten auf, mit Helligkeitsmaximum jenseits der erwähnten fünf Banden. Unterbrach man die Strömung, so nahm das Spectrum sein ursprüngliches Aussehen wieder an.

11. Photographien des ultravioletten Spectrums wurden unter verschiedenen Bedingungen aufgenommen. Einige von vielen Aufnahmen sind in der Figur 2 dargestellt. Die Expositionszeit betrug immer zwei Minuten, und entsprechende Paare von Aufnahmen wurden während der  $\beta$ -Fluorescenz bez. nach Aufhören derselben bei gleicher Stromstärke gemacht. Der Gasdruck war im Durchschnitt ungefähr 2 cm. Es war selbstverständlich unmöglich, auf alle Teile des Spectrums gleichzeitig genau einzustellen, daher sind die Banden nicht gleich scharf. Durch Vergleichen mit den Funkenspectren von Cadmium und Zink und der von Deslandres angegebenen Karte des Stickstoffspectrums<sup>1)</sup> wurden die Wellenlängen der Banden-

1) H. Deslandres, *Compt. rend.* 101. p. 1256. 1885; *Ann. Chim. Phys.* (6) 15. p. 46. 1888.



kanten festgestellt. Hierunter folgt die Erklärung der Photographien.

I. Innere Elektroden; schwacher Strom. 1. Spectrum des  $\beta$ -Fluorescenz liefernden Stickstoffs. Die maximale Intensität liegt bei den Wellenlängen 248 und 237  $\mu\mu$ . Das sichtbare Spectrum fehlt, und die neben dem sichtbaren Spectrum liegende Gruppe von fünf Banden ist relativ schwach. 2. Spectrum

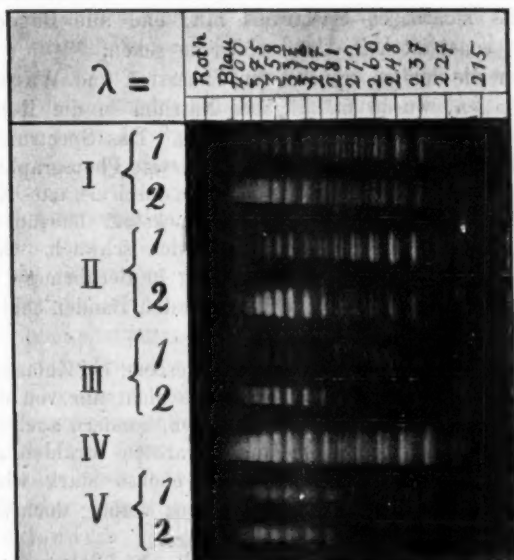


Fig. 2.

von demselben nach Aufhören der  $\beta$ -Fluorescenz. Das sichtbare Spectrum und die erwähnten fünf Banden sind stärker, die anderen ultravioletten dagegen schwächer. Die Banden bei den Wellenlängen 358 und 337  $\mu\mu$  sind die stärksten. Die Bande von  $\lambda = 215 \mu\mu$  ist auf den Platten kaum sichtbar.

II. Aeussere Elektroden. 1. Bei  $\beta$ -Fluorescenz; 2. nach der Fluorescenz. Auf einigen nach der Fluorescenz aufgenommenen Platten fehlen die mehr brechbaren Banden fast vollständig.

III. Innere Elektroden; Tesla'scher Strom. 1. Bei  $\beta$ -Fluorescenz; das ganze Spectrum ist sehr schwach. 2. Nach der Fluorescenz; das sichtbare Spectrum und die nebenliegenden ultravioletten Banden sind stärker, die anderen ultravioletten Banden schwächer.

IV. Innere Elektroden. Spectrum des aus Luft bereiteten Stickstoffs. Der Strom war etwas stärker als beim Aufnehmen von I., daher erstreckt sich das Spectrum weiter in der Richtung des sichtbaren Spectrums hin, und alle Banden sind stärker; sonst ist kein Unterschied zu sehen.

Um die letzten Spuren von Sauerstoff und Wasserdampf zu entfernen, wurde metallisches Natrium in die Röhre eingeführt (Na, Fig. 1) und stark erhitzt. Das Spectrum wurde dadurch erheblich modificirt, wie die letzte Photographie zeigt.

V. Nach vollständigem Austrocknen durch erhitztes Natrium. 1. Bei langsamem Durchströmen von Stickstoff. Die fünf Banden sind stark, die anderen ausserordentlich schwach. 2. Nachdem der Stickstoff einige Stunden lang in Berührung mit dem Natrium geblieben war. Die brechbarsten Banden fehlen vollständig.

Die ausserordentlich starke Fluorescenz bei Zulassung von neuem Stickstoff hängt möglicherweise nicht nur von der Anwesenheit der sehr brechbaren Strahlen, sondern auch von der Abwesenheit der sichtbaren und infraroten Strahlen ab. In IV. sind die ultravioletten Banden ebenso stark wie in I. und II., obgleich nur die  $\alpha$ -Fluorescenz vorlag; doch sind die sichtbaren Strahlen relativ noch stärker.

12. Deslandres<sup>1)</sup> hat gefunden, dass es im Stickstoffspectrum drei Bandengruppen giebt, welche sich durch ihr physikalisches Verhalten voneinander unterscheiden. Die erste liegt im sichtbaren Gebiete und soll nach Deslandres dem reinen Stickstoff angehören. Die zweite liegt zwischen 500 und 280  $\mu\mu$ , und die dritte zwischen 300 und 200  $\mu\mu$ . Deslandres fand, dass nach vollständigem Austrocknen der Röhre und Entfernen des Sauerstoffs mittels geschmolzenen Natriums die dritte Gruppe verschwand, während die zweite Gruppe stärker wurde. Deslandres zog daraus den Schluss, dass die zweite Gruppe

1) H. Deslandres, l. c.

zu einer Verbindung von Stickstoff mit Wasserstoff, die dritte zu einer Verbindung von Stickstoff mit Sauerstoff gehöre. Man sieht, dass die Fluorescenz erregenden Banden mit Deslandres' dritter Gruppe übereinstimmen.

13. Als ich das in der Röhre eingeschmolzene Natrium stark erhitze, bis die Glaswände mit condensirtem Natriumdampf beschlagen waren, verschwand die  $\beta$ -Fluorescenz vollständig bei langsamem Durchströmen des Stickstoffs, und auf einer dabei aufgenommenen Photographie (vergl. V., 1.) zeigt sich die dritte Gruppe sehr schwach. Nachdem der Stickstoff einige Stunden lang in der Röhre geblieben war, war keine Spur dieser Banden auf den Aufnahmen zu sehen. Wurden die Zufluss- und Ausflussröhren mit äusseren Elektroden versehen (bei  $E$  und  $E_1$ , Fig. 1), so fluorescirten diese Röhren, die mit Natrium beschlagene Entladungsröhre dagegen gar nicht. Nur nach lang anhaltendem, schnellem Durchfliessen des Stickstoffs fluorescirte die letzte wieder. Wenn nun Fluorescenz auf beiden Seiten der Röhre stattfindet, und innerhalb derselben fortfällt, so muss man daraus schliessen, dass durch das Natrium keine permanente Veränderung des durchfliessenden Gases hervorgebracht wird. Eher läge die Vermutung nahe, dass die Ursache entweder in der Anwesenheit des von Salet beschriebenen Stickstoffnatriums<sup>1)</sup> oder in der Entfernung des festgehaltenen Wassers liegt. Warburg<sup>2)</sup> hat gefunden, dass unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen Stickstoffnatrium nicht in merklicher Menge gebildet wird. Wahrscheinlich ist die von Deslandres gegebene Erklärung die richtige. Es ist oftmals bemerkt, dass Wasserdampf auf Glaswänden sehr hartnäckig festgehalten wird. Nach Deslandres gelingt es nicht, mittels Phosphorsäureanhydrid und anderen gewöhnlichen Trockenmitteln die ultravioletten Wasserdampfbanden wegzuschaffen. Erst nach Austrocknen durch geschmolzenes Natrium fallen sie fort. Das stets vorhandene Auftreten der Wasserstofflinien im Spectrum von verdünntem Stickstoff deutet auf ein Abdampfen und eine Zersetzung des Wassers durch die Entladung. Wenn diese Erklärung zutrifft, so muss die er-

1) G. Salet, Compt. rend. 82. p. 223, 274. 1876.

2) E. Warburg, Wied. Ann. 40. p. 4. 1890.

forderliche Menge von Wasserdampf oder Sauerstoff ausserordentlich klein sein; sind grössere Spuren dieser Substanzen vorhanden, so kommt keine  $\beta$ -Fluorescenz zu stande.

## II. Nachleuchten.

14. Morren<sup>1)</sup>, Sarasin<sup>2)</sup>, Warburg<sup>3)</sup> u. a. haben Nachleuchten in Stickstoff enthaltenden Entladungsröhren bei Anwesenheit von kleinen Mengen Sauerstoffs untersucht. Gewöhnlich ist diese Erscheinung als ein weisslich schimmernder Nebel beschrieben worden. Sarasin<sup>4)</sup> hat auch ein gelbes Nachleuchten in Stickstoff bemerkt, welches er dem Stickstoffoxydul zuschrieb. Hertz<sup>5)</sup> hat nachleuchtende gelbbraune Strahlen in Luft beobachtet, deren Spectrum continuirlich war. In Stickstoff konnte ein Spectrum dieses Nachleuchtens nicht erhalten werden. Goldstein<sup>6)</sup> hat auch ein gelbes Nachleuchten in getrockneter Luft bemerkt, dessen Spectrum nicht beschrieben ist. Bei Anwendung von Röhren ohne Elektroden hat J. J. Thomson<sup>7)</sup> ein Nachleuchten in Stickstoff bei sehr niedrigen Drucken gefunden, dessen Spectrum aus Linien oder Banden besteht. Ausserdem habe ich keine Beschreibung der Farben oder des Spectrums von der bei dem Nachleuchten in Stickstoff auftretenden Strahlung gefunden.

15. Bei Anwesenheit von bemerklichen Mengen Sauerstoffs in Stickstoff habe ich das weissliche nebelige Nachleuchten gesehen, dessen Spectrum continuirlich zu sein schien. In Luft—Stickstoff, aus dem die letzten Sauerstoffspuren nicht entfernt waren, habe ich auch ein apfelgrünes Nachleuchten gesehen. Das Spectrum desselben war im Grünen continuirlich. Dieses Nachleuchten kann von Kohlenoxyd aus der Pyrogalllösung herrühren.

1) A. Morren, Ann. Chim. Phys. (4), p. 293. 1865.

2) E. Sarasin, Pogg. Ann. 140. p. 425. 1870.

3) E. Warburg, Arch. de Gen. (3) 12. p. 504. 1884.

4) E. Sarasin, l. c. p. 432.

5) H. Hertz, Wied. Ann. 19. p. 78. 1883.

6) E. Goldstein, Verhandl. d. Phys. Gesellsch. 1. p. 16. 1883.

7) J. J. Thomson, Phil. Mag. 32. p. 385. 1891.

16. Nachdem der Stickstoff so weit wie möglich von Sauerstoff befreit worden war, bemerkte man bei Condensator-entladung durch die Röhre einen prachtvollen chamoisgelben Nebel, welcher die ganze Röhre anfüllte und sich einige Centimeter weit in die Mündungen der Ansatzröhren hinein erstreckte. Bei hohen Drucken war die dünne weisse Funkenentladung von diesem schimmernden gelben Nebel ganz umhüllt. Nach Unterbrechung des Stromes blieb dieser Nebel einige Secunden lang sichtbar. Bei einfachem Inductionsstrom war kein Nebel oder Nachleuchten zu sehen. Beobachtete man das Spectrum dieses Nachleuchtens mittels eines Taschenspectroskopes, so waren drei helle Banden im Roten, Gelben (doppelt) und Grünen zu sehen, auch einige schwache Linien im Roten. Die doppelte gelbe Bande war bei weitem die hellste. Bei Anwendung eines Spectroskopes von höherer Dispersion sahen diese Banden sehr schwach und verbreitert aus. Für die Wellenlängen der Centra derselben ergaben sich durch Vergleichen mit dem Hg-, Na-,  $H_2$ - und Sonnenspectrum die ange-  
nähernten Werte:

$$624 \mu\mu \qquad \left\{ \begin{array}{l} 578 \\ 574 \end{array} \right\} \mu\mu \qquad 541 \mu\mu.$$

Diese Banden scheinen mit drei Banden des Stickstoffspectrums übereinzustimmen. Bei hohem Druck und schwachem Strome hat das Stickstoffspectrum drei Intensitätsmaxima in der Nähe dieser Banden.

17. Nachdem die Röhre durch erhitztes Natrium vollständig ausgetrocknet und von Sauerstoff befreit worden war, fiel dieses Nachleuchten fort. Daher liegt die Vermutung nahe, dass auch diese Erscheinung von der Anwesenheit von ausserordentlich kleinen Mengen Sauerstoff herrührte. Vielleicht ist diese Phosphorescenz dieselbe, welche Sarasin bemerkte und dem Stickstoffoxydul zuschrieb. Es ist nicht in Luft oder bei gewöhnlichem Inductionsstrom zu sehen, daher ist es wahrscheinlich nicht dem von Goldstein<sup>1)</sup> beobachteten Nachleuchten verwandt.

Liess man Stickstoff in die ausgetrocknete Röhre zu, so

1) E. Goldstein, l. c.

veränderte sich die Farbe des Entladungslichtes von lila in Gelb. Diese Farbe war der von glühendem Natriumdampf sehr ähnlich, doch waren die Natriumlinien nicht zu sehen. Nach einigen Secunden wurde das Entladungslicht wieder lilafarbig.

Ich möchte Hrn. Prof. Warburg für seinen Rat und seine Hilfe bei diesen Untersuchungen meinen verbindlichsten Dank ausdrücken.

Berlin, Phys. Inst. d. Univ., März 1900.

(Eingegangen 16. Mai 1900.)

**4. Studien über die Erzeugung sehr hoher  
Töne vermittelt der Galtonpfeife (Grenzpfeife);  
von M. Th. Edelmann.**

Die sogenannte Galtonpfeife ist seit einiger Zeit den Ohrenärzten und Physiologen allgemeiner, jedoch den Physikern, wie mir scheint, noch wenig bekannt geworden. Dieses Instrument soll zur bequemen Erzeugung einer möglichst hoch hinaufreichenden Folge von hohen und auch ultramusikalischen Tönen, etwa von  $a^4 = 3280$  g. S. anfangen, dienen und ist ursprünglich nur für ohrenärztliche Untersuchungen bestimmt gewesen. Die neueren Untersuchungen mit dieser Pfeife sind jedoch auch für den Physiker von hohem Interesse, weshalb ich eine von mir kürzlich in der „Zeitschrift für Ohrenheilkunde“ veröffentlichte Arbeit mit einigen Abänderungen und Ergänzungen hier wiedergebe.

Nach der ursprünglichen Angabe Galton's<sup>1)</sup> ist die nach ihm benannte Pfeife als gedackte Orgelpfeife kleinsten Kalibers construiert, und mit einem durch Mikrometerschraube längs Maassstab verstellbaren Stempel versehen. Die Angabe über Tonhöhe geschah nur nach Pfeifenlängen in Millimetern. Gewöhnlich wird sie vermittelt eines kleinen Gummiballes, den man in der hohlen Hand hält und mit der Daumenspitze drückt, angeblasen und erzeugt auf diese Weise kurzdauernde (deshalb sehr gut zu unterscheidende) und verhältnismässig starke Töne, deren Schwingungszahl beim Hineinschrauben des Stempels continuirlich wächst und für die älteren Constructionen bei etwa 25000 g. S. sichere Töne zu geben aufhört.

Bei meiner neuen Form der Grenzpfeife geht der Ton bedeutend weiter in die Höhe und überschreitet für ausgezeichnet Hörende mit etwa 50000 g. S. die Hörgrenze, worauf kein Ton, sondern nur mehr das Blasegeräusch gehört wird. Bei Pfeifen mit sehr kleinem Lumen ist jedoch die

1) Galton, *Inquiries into human faculty*, p. 375 ff. 1883.



Bildung regelmässiger Luftschwingungen bei 110000 g. S. (etwa 3 mm Wellenlänge) experimentell leicht zu verfolgen und zwar vermittelt der von Schwendt zuerst bekannt gemachten Anwendung von Kundt'schen Staubfiguren zur Bestimmung sehr hoher Töne, welche auch von R. König<sup>1)</sup> angegeben und benutzt wurde.

Die ausserordentlich interessante Arbeit von Herrn A. Schwendt-Basel: „Experimentelle Bestimmung der Wellenlänge und Schwingungszahl höchster hörbarer Töne“<sup>2)</sup> hat in Bezug auf die Herstellung und Aichung der „Grenzpfife“ wesentliche Erfolge gebracht. Bei deren Anfertigung war man früher fast ganz allein darauf angewiesen, die Beurteilung über ihre Brauchbarkeit oder Mängel dem Ohre anzuvertrauen; d. h. man laborirte so lange an jeder Pfeife herum, bis jemand, von dessen tadellosem Hörvermögen man überzeugt zu sein glaubte, bei einer Pfeifenlänge von etwa einem Millimeter und möglichst verkleinerter Maulweite einen recht spitzen Ton hörte. Bei gleicher Maulweite wie vorher, aber noch kürzerem Rohre, durfte schliesslich, wenn die Pfeife tadellos sein sollte, nichts weiter gehört werden, als bloss das reine Fauchen des austretenden Luftstromes.

Das Aichen war *noch* unsicherer. Ich bediente mich hierzu einer im Vergleiche zum Galton etwa fünffach vergrösserten, aber dieser vollkommen formähnlichen Pfeife. Bis zu gewissen Grenzen darf angenommen werden, dass sich die *gleichwertigen* Intervalle stimmen, wenn geometrische Formähnlichkeit der in beiden Pfeifen tönenden Luftsäulen eingehalten wird. Während nun das Durchstimmen der Grenzpfife mit dem Ohre unmöglich und mit anderen Mitteln sehr schwierig ist, sind die viel tieferen (bezüglichen) Töne der *grossen* Pfeife mit den gewöhnlichen Mitteln ganz gut einzustellen und so ergibt sich aus der Aichung der grossen Pfeife eine fünffach vergrösserte Aichung der Grenzpfife.

Um ein erläuterndes Beispiel für diese Aichungsweise anzuführen, will ich zunächst annehmen, man habe für die Galtonpfeife (4 mm Durchmesser) mit einer Pfeifenlänge von

1) R. König, Wied. Ann. 69. p. 626 u. 721. 1899.

2) A. Schwendt, Verhandl. d. naturf. Gesellsch. Basel 12. Heft 2.

22,35 mm den Ton  $a^4$  gefunden. Auf diesen Ton lässt sich noch leicht mit den sonst für das „Stimmen“ gebräuchlichen Mitteln einstellen. Der 5,4 mal dickeren Pfeife giebt man nur eine Pfeifenlänge von  $5,4 \times 22,35 = 120,7$  mm. Die tönenden Luftsäulen beider Pfeifen sind jetzt (in geometrischem Sinne) einander ähnlich. Bläst man unter solchen Verhältnissen die grosse Pfeife an, so ertönt sie mit dem Tone  $c^2$ . Dieselbe Pfeife besitzt für  $c^3$  die Länge von 56,7 mm; sie stimmt  $c^4$  bei 22,8 mm und  $c^6$  bei 6,5 mm Pfeifenlänge. Dem angedeuteten Proportionalitätsgesetz entsprechend ist also beim Galton die Pfeifenlänge

$$\text{für } a^5 = 56,7 : 5,4 = 10,5 \text{ mm}$$

$$a^6 = 22,8 : 5,4 = 4,2 \text{ ,,}$$

$$a^7 = 6,5 : 5,4 = 1,2 \text{ ,,}$$

Mit Hülfe der Kundt'schen Staubfiguren sind später die wahren bezüglichen Längen zu 22,36—10,7—4,4 und 1,23 mm gefunden worden. Man ersieht aus diesen Zahlen, dass die angegebene Aichungsmethode noch bis  $a^7$  gute Resultate liefern kann. Für noch höhere Töne wird jedoch diese Aichungsmethode unzuverlässig, weil die (günstigsten) Maulweiten *nicht* dem angegebenen Proportionalitätsgesetze für die übrigen Pfeifenausmaasse folgen. Die Tonhöhe ist von der Maulweite sehr abhängig, wie die nachstehend angegebenen Versuche beweisen.

Bei einer als gut erkannten Grenzpfeife wurden successive (von 24 mm an) zuerst von 2 zu 2 mm abnehmend bis 4 mm herab alle Pfeifenlängen eingestellt; hierauf wurden noch kleinere Pfeifenlängen näher aneinander stehend experimentirt, wie dies in der ersten, mit  $L$  bezeichneten Columnne der nachstehenden Tab. I angegeben ist.

Für jede dieser Pfeifenlängen wurden die Maulweiten  $M$  variirt und mit Hülfe der Kundt'schen Staubfiguren festgesetzt, ob und welche Schwingungszahlen  $N$  zum Vorscheine kamen. Es zeigte sich z. B., dass für eine Pfeifenlänge von 24 mm zuerst ein reiner Ton auftrat, wenn man die Maulweite so vergrösserte, dass man am Mikrometer  $B$ , Fig. 1, den Wert 1,2 erreichte; dieser Ton kam zur Entwicklung bis  $M = 1,4$ . Er ist ein Oberton und hat 10 010 g. S. in der Secunde. Bei

successive erweitertem Maule erzeugte die Pfeife unklare Figuren, d. h. unreine Töne. Sie ertönt erst wieder mit regelmässigen Schwingungen bei Maulweiten zwischen 1,8 und 3,8, wobei aber ihr Ton (der Grundton) nach und nach von 3340 v. d. bis 3782 g. S. steigt. Bei noch mehr vergrösserter Maulweite wird die Pfeife zur Erzeugung reiner Töne wieder unbrauchbar.

Tabelle I.

L	M	N	M	N
24	1,2—1,4	10 010	1,8—3,8	3 340— 3 782
22	1,0—1,4	10 980	1,6—4,2	3 400— 3 546
20	0,8—1,0	20 020	1,4—4,0	3 780— 3 870
18	0,6—1,0	22 690	1,4—3,6	4 100— 4 480
16	0,9—1,0	24 310	1,4—3,2	4 600— 4 860
14	0,9—1,2	17 020	1,4—3,0	5 240— 5 490
10	0,8—1,0	18 910	1,3—3,0	5 972— 6 360
12	0,75—0,9	22 700	1,1—3,0	7 090— 7 560
8	0,5—0,6	25 220	0,7—3,0	8 110— 9 080
6	—	—	0,6—2,8	10 160—11 160
4	—	—	0,5—2,3	13 090—16 060
3	—	—	0,4—2,5	15 130—20 020
2	—	—	0,3—2,0	20 600—24 310
1,5	—	—	0,3—1,8	23 480—28 360
1	—	—	0,3—1,7	26 180—32 420
0,8	—	—	0,2—1,3	30 940—39 580
0,6	—	—	0,2—1,3	34 040—42 550
0,4	—	—	0,2—1,3	36 600—45 880
0,3	—	—	0,3—1,1	38 680—52 870
0,2	—	—	0,4—1,1	41 510—54 900
0,1	—	—	0,6—1,0	41 010—48 620
0,05	—	—	0,75—1,1	38 680—48 620

Die in der Tab. I niedergelegten Versuchsreihen zeigen: dass das untersuchte Galton nur bis zu einer Pfeifenlänge von 8 mm herab *reine* Obertöne bei enger Maulweite messen lässt. Ferner: dass, wie oben schon erwähnt, beim Anblasen des Grundtones eben dieser um so tiefer wird, je mehr man das Labium dem Mundstücke nähert. Es zeigt die Tab. I aber auch, dass das untersuchte Exemplar den höchsten durch

dasselbe erreichbaren Ton (54 000 g. S.) bei 0,2 mm Pfeifenlänge und 0,6 Maulweite giebt. Eine weitere Reduction der Pfeifenlänge erzeugte nicht nur keinen höheren, sondern sogar tiefere Töne. Woher dies kommt, weiss ich noch nicht; es zeigen indessen dieses Verhalten sehr viele Grenzpfeifen der älteren und auch der neuen Construction — aber nicht an derselben Stelle.

So wie oben geschildert war Herstellung und Aichung der Tongrenzpfeifen, bis die Arbeit Schwendt's bekannt wurde. Ich experimentirte sofort die Methode der Wellenlängebestimmung vermittelt Kundt'scher Staubfiguren unter Zuhilfenahme einer grossen Anzahl vorrätiger Pfeifen, und war darauf hin bei Gelegenheit der Naturforscherversammlung in München im September 1899 im stande, der ohrenärztlichen Section wesentliche Fortschritte vorzuführen. Dass Schwendt nicht selbst schon zum Nachweise der Entstehung ganz reiner sehr hoher Töne mit Hülfe meiner Tongrenzpfeife gekommen ist, liegt *nur* daran, dass er selbstverständlich noch mit solchen Instrumenten experimentirt hat, bei deren Herstellung nur das Ohr und nicht schon die Kundt'schen Staubfiguren mitgewirkt hatten; *darin* aber liegt gerade der grosse Erfolg der Anwendung dieser Staubfiguren, dass man durch dieselben endlich ein Mittel an der Hand hat<sup>1)</sup>, mit unfehlbarer Sicherheit zu untersuchen, ob eine Pfeife taugt oder nicht: d. h. ob Mundstück und Pfeifenrohr genau conaxial sind; ob die cylindrische Schneide am Pfeifenrohr tadelloso ist; ob der Stempel dicht etc. Dies alles ist erreicht, d. h. man hat ein brauchbares Instrument vor sich, wenn die Figuren *sofort* und bei verhältnismässig geringer Windpressung — ferner in regelmässiger, stehenbleibender Form in *allen* Tonhöhen, die man erreichen kann oder will, entstehen.

Bezüglich der Güte der Grenztongpfeifen war nicht ganz unwichtig, dass ich für dieselben schon seit Jahren die Form der Locomotivpfeife (kreisförmiges Mundstück, cylindrische Labie) gewählt habe; diese Wahl geschah aus dem einfachen Grunde,

1) A. Schwendt sagt in seiner Arbeit, p. 22, ganz richtig: „Fehlerhafte Construction und falsche Tonhöhebemessung der betreffenden Instrumente sind mittels dieser Methode mit absoluter Sicherheit nachweisbar.“

weil von allen mir bekannten Pfeifenformen diese allein für vollkommen exacte Herstellung durch das Werkzeug des Prä-

cisionsmechanikers geeignet ist: alle wesentlichen Teile derselben können auf der Drehbank und durch Cylinderschliff hergestellt werden. Bei dieser Form der Pfeife ist ausserdem, was wohl zu bemerken ist, die Tonhöhe sehr wenig abhängig vom Winddruck.

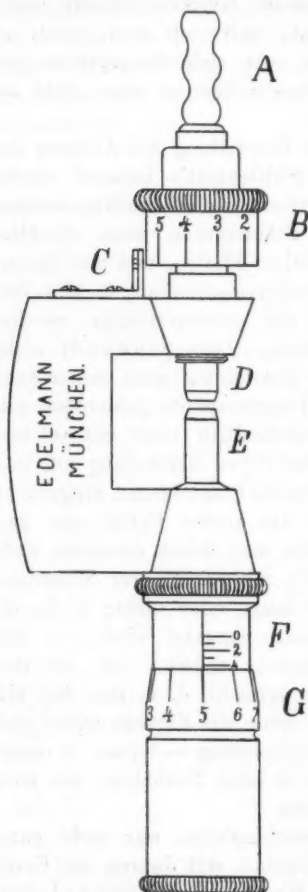


Fig. 1.

Nebestehende Fig. 1 zeigt die Ansicht der neuen Form der Tongrenzpfife. Die beiden wesentlichen Teile der Pfeife sind das Mundstück *D* und der Pfeifenkörper *E*. Das Mundstück ist ein ringförmiger Schlitz, aus welchem die Luft unter Druck ausströmt. Als Pfeifenkörper dient ein cylindrisches gedacktes Rohr, welches mit einer messerscharfen kreisförmigen Schneide bei *E* (Labie) beginnend, der kreisförmigen Stimmritze in passender Entfernung (Maulweite) genau gegenüber liegt. Die aus der Stimmritze ausströmende Luft trifft rings auf die Schneide am Pfeifenrohr, wodurch die in ihr abgegrenzte Luftsäule in intensiv tönende Vibration gerät.

Die Speisung mit Pressluft wird durch einen Schlauchansatz *A* vermittelt, über welchen man ein beigegebenes kleines Gummiballgebläse stülpt. Der Ball wird in der hohlen Hand gehalten und mit der Daumenspitze stossweise entsprechend stark gedrückt.

Auch andere Vorrichtungen, welche Pressluft liefern, könnte man zum Anblasen der Grenztonpfeifen verwenden, z. B. das Wassertrommelgebläse; allein die in solchen Apparaten behufs Förderung der Luft sich abspielenden mechanischen Vorgänge geschehen nicht lautlos und es tritt dabei ein Luftstrom in unsere Tonquelle, der schon mit Schallwellen belastet zu sein scheint; es ergibt der Versuch, dass solche fremden Geräusche der normalen Tonentwicklung im Galton störend gegenüber-treten. Man kann wenigstens so hohe Töne, wie sie vorher Niemand hervorgebracht hat (170000 g. S.) nur in der Nacht, wenn alles ruhig ist, *sicher* erhalten. Ein Gummiballgebläse ist von vorstehend geschilderten Nachteilen ganz frei und eine sehr einfache Sache; noch dazu scheinen die mit dem Gummiball hervorgebrachten, nur kurz dauernden Töne für das Ohr recht wahrnehmbar und unterscheidbar zu sein; sie sind bei weitem nicht so ermüdend als langanhaltende Töne, wenn es sich, wie hier fast stets, um obere Grenzöne oder diesen nahe liegende Schwingungszahlen handelt.

Mundstück *D* und Pfeifenkörper *E* sind in einen kräftigen Bügel eingeschraubt, an welchem das Instrument in die Hand genommen wird. Das Mundstück *D* trägt eine Teilungstrommel *B*, in Zehntel geteilt; diese Trommel läuft mit ihrem unteren Rande an einer Teilung *C* (es sind nur drei Scalenteile notwendig) vorüber; man kann vermittelst dieser Mikrometervorrichtung die Entfernung des Mundstückes von der Schneide am Pfeifenrohre — die sogenannte Maulweite — in ganzen und Zehntel-Schraubenumgängen variiren und ablesen. In der Fig. 1 ist beispielsweise die Maulweite auf 0,6 Schraubenumgänge (von einer in Wahrheit nicht ganz Null betragenden Anfangsstellung weg) eingestellt. Es hat sich diese neuere Einrichtung als unbedingt notwendig erwiesen, weil, wie wir oben in Tab. I gesehen, jeder Ton der Tongrenzepfeife eine Function von Pfeifenlänge und Maulweite ist.

Der Pfeifenkörper *E* ist ein gedacktes Rohr; d. h.: ein Stempel dichtet dem Mundstück gegenüber das Rohr immer ab. Jedoch ist dieser Stempel längs der Röhre zu verschrauben und seine jeweilige Höhe über dem Labium in Millimetern und deren Zehntel vermittelst Maassstab *F* und Trommel *G* abzulesen; beispielsweise sitzt bei der in der Fig. 1 gezeich-

neten Stellung die begrenzende Ebene des Stempels 4,5 mm unterhalb der Maulöffnung.

Sehr wesentlich ist es in Bezug auf den guten Zustand der Pfeife, dass die hauptsächlichsten Teile derselben (Stimmritze, Rohr und Stempel) recht rein gehalten werden. Das Reinigen darf jedoch nur mit ganz weichem Leder vorgenommen werden, damit Schärfe und Form des Labiums nicht leiden.

Mit solchen vollkommeneren Pfeifen kann man ohne Mühe constatiren, dass die äusserste Gehörgrenze bei manchen Personen an 50000 g. S. und noch etwas darüber hinaufreicht. Die Wahrnehmbarkeit von so hohen Tönen wird von Manchem bezweifelt, allein Melde urteilt sehr richtig, wenn er sagt, dass die Gehörgrenze von der Tonstärke abhängt und dass sich diese Grenze um so mehr nach oben erstreckt, je stärker die Töne sind. Die Töne der neuen Pfeife sind jedoch ausnehmend stark; dies lässt sich sehr leicht daraus schliessen, mit welcher Vehemenz der Figuren bildende Staub auf den ihm zukommenden Platz hingerissen wird, und wie bei richtiger Dimensionirung der Resonanzröhre und günstiger Stellung der Pfeife zu ihr sich die Fransen der Figuren im Rohre aufstellen: mitunter wie feststehende Membranen aussehend und bis über die Röhrenmitte aufsteigend. Erlischt der Ton, so sinken diese wunderschönen Gebilde in sich zusammen, um beim neuen Erklingen des Tones genau an derselben Stelle wie vorhin sich wieder aufzurichten.

Schwendt hat in seiner mehrfach citirten Arbeit ausführlich angegeben, wie man mit Hülfe der Kundt'schen Staubfiguren die Schwingungszahl hoher Töne findet; nachdem ich sehr viele solcher Versuche gemacht habe, möchte ich dessen Vorschriften noch ein wenig erweitern, hauptsächlich im Hinblick auf die Erzeugung von Figuren, welche sehr hohen Schwingungszahlen entsprechen.<sup>1)</sup>

Man trägt in eine Glasröhre, welche an einem Ende mit Kork oder (bei engen Röhrchen) mit Klebwachs verschlossen,

1) Solche Bestimmungen eignen sich vortrefflich als Uebungsaufgabe im physikalischen Practicum. (Preis der Pfeife 45 Mk.; Klemme und mehrere Röhrchen 8 Mk.)



wohl gereinigt und sorgfältig ausgetrocknet ist, trockenes Lycopodium ein und zwar kein grösseres Quantum, als zum Gelingen des Versuches eben unbedingt nötig ist. Hierauf wird das Pulver am verschlossenen Ende durch Verticalhalten der Röhre (und Klopfen) angehäuft. Jetzt hält man die Röhre mit dem offenen Ende schief nach abwärts, als wie wenn man das Pulver ausgiessen wollte. Es wird nach geringer Uebung und hauptsächlich dann, wenn alles recht trocken ist, sehr leicht gelingen, das Pulver in Form eines langen Streifens im Rohr zu verteilen. Bei sehr hohen Tönen empfiehlt es sich, das gröbere Pulver aus der Röhre fallen zu lassen und nur das allerfeinste, das an der Röhrenwand hängen bleibt, zu verwenden. Durch Klopfen mit einem Holzstäbchen an der Röhre kann man das gleichmässige Zurechtlegen des Pulvers noch unterstützen. Zuletzt muss man aber einen schwachen Schlag in der Richtung der Röhrenaxe machen, damit das Pulver sich lockert. Nun spannt man das Röhrchen in ein passendes Gestell horizontal ein und verdreht das Rohr so, dass der Staubstreifen nicht ganz unten, sondern etwas erhöht seitwärts liegt; das Pulver wird dann bei der leisesten Erschütterung herabgleiten können. Bläst man das Grenzpfleichen in solcher Lage an, dass sich das Maul der Pfeife direct und mitten vor dem offenen Ende des Resonanzröhrchens befindet, so kommt die eingeschlossene Luftsäule zum Mitschwingen: natürlich im Tone der Pfeife. Da wo die Luftbewegungen am stärksten sind, fällt der Staub am weitesten herab — umgekehrt da, wo Schwingungsknoten sind, bleibt er oben liegen. Es bilden sich Wellenbäuche in Form herabhängender Fäden oder Festons und die Enden der Fäden bilden eine Wellenlinie, auf der man mit Leichtigkeit die Abstände der gleichen Höhen oder Tiefen messen kann. Zwei Wellenbäuche begrenzen eine *halbe* Welle.

Wie schon erwähnt, ist es unbedingt notwendig, dass sowohl die Röhren, als das Lycopodium ganz rein und trocken seien; das Pulver soll in der Röhre beim Neigen derselben leicht hin und her laufen, fast wie eine Flüssigkeit. Die Röhren werden zu diesem Zwecke zuerst mit rauchender Salpetersäure, dann mit destillirtem Wasser, endlich mit Alkohol ausgewaschen und im warmen Luftstrom getrocknet. Auch ist

anzuraten, Röhren und Pulver stets in einem gut schliessenden Gefäss aufzubewahren, in welche man irgend ein Trocknungsmittel, z. B. gebrannten Kalk, Phosphorsäure, Chlorcalcium oder dergl. giebt. Das Lycopodium trockne ich unter der Luftpumpe über Schwefelsäure (wobei durch Platzen der einzelnen Pollenkörner höchst eigentümliche Erscheinungen kommen). Man bedient sich zum Hervorbringen guter Staubfiguren einer Auswahl von Röhren, die zwischen einer Länge von 300 mm mit einem Lumen von 8 mm bis zur Länge von 20 mm und 1,5 mm lichter Weite variiren. Sehr hohe Töne

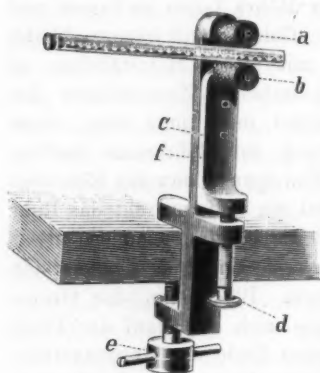


Fig. 2.

erzeugten klare Figuren nur in sehr engen, kurzen (und dünnwandigen) Röhrrchen; es muss selbstverständlich die Luftsäule im Röhrrchen so erraten werden, dass sie auf den jeweils zu bestimmenden Ton *leicht* anspricht. Zum bequemen Einspannen der Röhrrchen habe ich die in Fig. 2 abgebildete einfache Klemme construiert. Die Kundt'sche Röhre wird zwischen zwei Korkstöpseln *a* und *b* festgehalten, die vermittelst der Schraube *d* einander genähert werden. Mit

der Zwinge bei *e* wird das Ganze an eine Tischplatte geklemmt.

Sehr enge kurze Resonanzröhrrchen jedoch klebt man am besten auf das obere Ende einer etwa 10 cm langen Klebwachsstange; deren unteres Ende wird nach dem Zurechtklopfen des Staubstreifens an die Tischkante festgedrückt. Das Röhrrchen wird bequemer Weise während der Versuche *nicht* vom Klebwachs abgenommen, sondern letzteres samt der Röhre immer vom Tisch abgelöst, wenn der Staubstreifen neu geordnet werden soll. Die Klebwachsstange bildet sodann einen bequemen Handgriff zum Manipuliren mit dem Röhrrchen.

Bezeichnet man mit *N* die Schwingungszahl des zu bestimmenden Tones pro Secunde; mit *C* die Fortpflanzungs-

geschwindigkeit des Schalles bei mittlerer Temperatur in der Luft während einer Secunde = 340 400 mm; endlich mit  $\lambda$  die Länge der *ganzen* Welle, die man mit Hülfe von Zirkel und Maassstab sehr leicht an den Kundt'schen Staubfiguren abmessen kann, dann stehen bekanntlich diese drei Grössen unter sich in der durch beifolgende Gleichung gegebenen Beziehung:

$$N = \frac{C}{\lambda}.$$

Sehr häufig erscheint die ganze Röhre mit Staubfiguren gefüllt und man misst zur Erzielung grösserer Genauigkeit die Abstände der klarsten Partien der beiden voneinander möglichst entfernt stehenden Wellenbäuche, wobei man schwarzes Papier unterlegt. Je höher die Töne werden, desto schöner ausgeprägt sind die Kundt'schen Figuren, die man mit Hülfe der Grenzpfefen hervorbringen kann.

Seit der Bekanntgabe der Schwendt'schen Arbeit wird jeder aus meinen Werkstätten zur Ablieferung kommenden Grenzpfefie eine Tabelle beigegeben, deren Herstellung und Zweck folgend angegeben ist.

Vermittelst Kundt'scher Staubfiguren wird zunächst eine Reihe von Bestimmungen der Schwingungszahlen für verschiedene Maulweiten und Pfeifenlängen vorgenommen und das Resultat dieser eingehenden Versuchsreihe zur zeichnerischen Ausführung zweier Curven benutzt:

1. Ordinaten: Schwingungszahlen, Abscissen, dazu gehörige Maulweiten.

2. Ordinaten: Schwingungszahlen, Abscissen, dazu gehörige Pfeifenlängen.

Durch messende Auswertung dieser Curven auf bekannte Weise erhält man umgekehrt für jede Pfeife Zahlenangaben, wie solche als Beispiel nachfolgend (Tab. II) angegeben sind; in Gemeinschaft mit einer solchen Aichungstabelle ist das neu construirte Grenzpfefchen ohne Zweifel ein sehr bequemes und zuverlässiges Mittel zur Erzeugung sehr hoher hörbarer und nicht mehr hörbarer Töne. Die Tabelle besteht aus zwei Abteilungen und enthält:

1. Die zusammengehörigen Einstellungen von Pfeifenlängen (in Millimetern) und Maulweiten (in Schraubenumgängen) behufs Tonerzeugung von  $a^4$  angefangen und in der C-dur-Skala fort-

Tabelle II.

Galtonpfeife Nr. 331.

Tonbezeichnung	Pfeifenlänge	Maulweite	Schwingungszahl pro Secunde	Schwingungszahl pro Secunde	Pfeifenlänge	Maulweite
$a^4$	22,4	2,3	3480	10000	7,18	1,6
$h^4$	19,06	2,3	3906,16	11000	6,38	1,6
$c^5$	17,7	2,3	4133	12000	5,72	1,6
$d^5$	15,75	2,3	4645,28	13000	5,13	1,6
$e^5$	14,02	2,3	5213,68	14000	4,65	0,9
$f^5$	13,3	2,3	5524,16	15000	4,21	0,9
$g^5$	11,9	1,6	6200,6	16000	3,81	0,9
$a^5$	10,63	1,6	6960	17000	3,48	0,9
$h^5$	9,42	1,6	7812,3	18000	3,17	0,9
$c^6$	8,88	1,6	8276	19000	2,99	0,9
$d^6$	7,8	1,6	9290,6	20000	2,7	0,9
$e^6$	6,8	1,6	10424	21000	2,49	0,9
$f^6$	6,3	1,6	11048	22000	2,3	0,9
$g^6$	5,5	1,6	12401	23000	2,12	0,9
$a^6$	4,7	0,9	13920	24000	1,96	0,9
$h^6$	3,95	0,9	15625	25000	1,8	0,9
$c^7$	3,68	0,9	16435	26000	1,67	0,9
$d^7$	3,01	0,9	18581	27000	1,54	0,9
$e^7$	2,51	0,9	20854	28000	1,43	0,9
$f^7$	2,3	0,9	22097	29000	1,34	0,9
$g^7$	1,83	0,9	24803	30000	1,26	0,9
$a^7$	1,47	0,9	27840	31000	1,17	0,9
$h^7$	1,13	0,9	31249	32000	1,08	0,9
$c^8$	1,0	0,9	32870	33000	0,99	0,9
$d^8$	0,87	0,9	37162	34000	0,90	0,9
$e^8$	0,4	0,9	41708	35000	0,82	0,9
$f^8$	0,3	0,9	44193	36000	0,74	0,9
.	.	.	.	37000	0,66	0,9
.	.	.	.	38000	0,6	0,9
.	.	.	.	39000	0,53	0,9
.	.	.	.	40000	0,47	0,9
.	.	.	.	41000	0,41	0,9
				42000	0,37	0,9
				43000	0,33	0,9
				44000	0,305	0,9
				45000	0,27	0,9
				46000	0,23	0,9
				47000	0,22	0,9
				48000	0,21	0,9

schreitend, bis zu jener Grenze hinauf, bei welcher das jeweils untersuchte Instrument noch zuverlässige Bestimmungen giebt.

2. Die Pfeifenlängen nebst den dazu notwendigen Einstellungen für die Maulweiten zur Erzeugung aller Töne: von 10000 Schwingungen pro Secunde anfangen, von 1000 zu 1000 Schwingungen fortschreitend, bis zu jener Grenze, bei welcher die bezügliche Pfeife zuverlässige Bestimmungen nicht mehr ergiebt.

Zu bemerken ist noch, dass die Stimmungen der einzelnen Grenzpfеifen, obwohl sie möglichst gleich gemacht werden, nicht ganz gleich ausfallen; mit anderen Worten: Jede Pfeife bedarf ihrer eigenen Tab. II.

Von besonderem Interesse erschien es mir endlich, zu versuchen, wie sich die Grenzpfеifen der neueren Construction verhalten, wenn ihr Durchmesser mehr und mehr abnimmt. Die für ohrenärztliche Untersuchungen bestimmten Instrumente haben nach meinen bisherigen Erfahrungen am besten eine Rohrweite von 4 mm, weil man möglichst starker Töne bedarf und die Tonintensität bei kleinerem Durchmesser abzunehmen scheint. Ich liess nun noch eine Pfeife ausführen von 3 mm und endlich glückte nach Aufwand von viel Sorgfalt und Mühe sogar eine solche von nur 2 mm Durchmesser.

Die Versuche mit solchen Pfeifen haben nun das sicher interessante Resultat ergeben, dass man mit sehr engen Pfeifen Schwingungszahlen von so enormer Grösse erhalten kann, wie solche bis jetzt noch nie beobachtet worden sind: nämlich bis 170000 g. S. in der Secunde ( $e^{10} = 163840$ ,  $f^{10} = 174760$  g. S.), also noch nahezu eine Octave höher, als sie von R. König<sup>1)</sup> an seinen kleinen Stimmgabeln gemessen wurden.

In der folgenden Tab. III sind die Versuchsergebnisse mit diesen drei Pfeifen niedergelegt. In der ersten Columnne sind die Pfeifenlängen angegeben, bei welchen ein Ton in jeder der drei Pfeifen zu erzeugen versucht wurde; die Maulweiten wurden so lange variirt, bis die Töne möglichst hoch (dritte, fünfte, siebente Columnne für 4, 3, 2 mm) und die Figuren (ihre Länge ist in der zweiten, vierten, sechsten Columnne angegeben) recht deutlich geworden waren. Die eingeklammerten

1) R. König, Wied. Ann. 69. p. 626 u. 721. 1899.

Werte beziehen sich auf Versuche, die nur unter sehr günstigen Bedingungen oder selten erhalten werden konnten, während die freistehenden sofort und ganz regelmässig auftreten.

Tabelle III.

Pfeifen- länge	Durchmesser 4 mm		Durchmesser 3 mm		Durchmesser 2 mm	
	Wellen- länge	Schwin- gungs- zahl	Wellen- länge	Schwin- gungs- zahl	Wellen- länge	Schwin- gungs- zahl
5	25,7	13240	24,3	14010	22,8	14930
4,5	23,2	14670	21,4	15910	20,8	16370
4	21,9	15540	20,3	16770	18,9	18010
3,5	20,1	16940	18,5	18400	17,1	19910
3	18,2	18700	16,5	20630	15,2	22390
2,5	16,3	20880	14,6	23320	13,2	25790
2	14,4	23640	12,7	26800	11,1	30670
1,5	12,3	27670	10,7	31810	9,2	36990
1	10,2	33370	8,9	34380	7,1	47940
0,8	9,6	35450	8,4	40520	6,8	50050
0,8	9,1	37400	8,1	42020	6,4	53180
0,7	8,6	39580	7,6	44780	6,0	56730
0,6	8,4	40520	7,2	47240	5,6	60780
0,5	8,2	42020	6,8	50050	5,2	65460
0,4	7,8	43640	6,4	53180	4,8	70930
0,3	7,4	45990	5,8	58690	4,4	77360
0,2	6,8	50050	5,2	65460	3,9	87280
0,15	(6,3)	(54030)	(4,7)	(72420)	3,5	97260
0,1	(5,5)	(61890)	(4,1)	(83020)	3,0	113460
0,09	(5,3)	(64230)	(3,5)	(97260)	(2,8)	(121670)
0,08	(5)	(68080)	(3,1)	(109800)	(2,5)	(136200)
0,075	—	—	—	—	(2,2)	(154700)
0,07	—	—	—	—	(2,0)	(170200)

(Eingegangen 15. Mai 1900.)

### 5. *Ueber die magnetische Kraft der Atome; von Robert Lang.*

Die Hypothese der Ampère'schen Molecularströme hat in neuerer Zeit eine genauere Fassung dadurch erhalten, dass man die die magnetische Kraft erzeugenden Ströme als Convectionströme der rotirenden Ionenladungen betrachtet. Vornehmlich hat sich Hr. F. Richarz<sup>1)</sup> mit dieser Frage beschäftigt, in dessen Arbeit auch die Literaturangaben über einschlägige Vorarbeiten von W. Weber, Ebert und Chattock enthalten sind. Seit dieser Arbeit ist mir keine andere bekannt geworden, die sich näher mit derselben Frage befasst. Hr. Richarz hat sich darauf beschränkt, die Zulässigkeit der Erklärung des Molecularmagnetismus durch Rotationen der Valenzladungen nachzuweisen, indem er für Eisen das magnetische Sättigungsmoment direct berechnete und der Grössenordnung nach mit dem experimentell gefundenen in naher Uebereinstimmung fand.

Im Folgenden beabsichtige ich zu zeigen, 1. dass dieser Nachweis auch geführt werden kann unter Benutzung von Grössen, die ihrer Ordnung nach wesentlich von denen des Hrn. Richarz abweichen, 2. dass dadurch möglicherweise ein Zusammenhang zwischen dem minimalen Atomvolumen und dem Magnetismus aufgedeckt wird, der bisher nur empirisch erkannt war, 3. dass in Bezug auf den Atommagnetismus die ungesättigten Valenzen eine wichtige Rolle zu spielen scheinen, 4. dass die neue Hypothese eine Anzahl bisher wenig verstandener Erscheinungen einheitlich zu erklären gestattet.

#### I.

Aus der Ueberlegung, dass die rotirenden Valenzladungen elektrodynamische Wellen aussenden, und dass deren Periode grösser sein muss als die des äussersten sichtbaren roten Lichtes, und aus der Betrachtung der mit dieser Rotation verbundenen

1) F. Richarz, Wied. Ann. 52. p. 410—415. 1894.

lebendigen Kraft findet Hr. Richarz für die Rotationsdauer  $T$  die Grenzen:

$$3 \cdot 10^{-15} < T < 10^{-12} \text{ sec}$$

und setzt schliesslich schätzungsweise  $T \sim 10^{-14} \text{ sec}$ . Ferner berechnet er den Durchmesser der Bahn eines Ions und setzt ihn gleich der Kante des dem Fe-Atom zukommenden Elementarwürfels  $1,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ . Mit dem Wert  $43 \cdot 10^{-22} \text{ C.G.S.}$  für die Valenzladung ergibt sich dann nach dem Satz von der Aequivalenz zwischen einem Kreisstrom und einem Magnet das magnetische Moment eines Fe-Atomes  $= 2 \cdot 10^{-22} \text{ C.G.S.}$  und daher, da die Anzahl Moleküle in 1 g Fe auf  $4 \cdot 10^{22}$  zu schätzen ist, das Sättigungsmoment des Fe  $= 8 \text{ C.G.S.}$  Der Versuch ergab dafür 220, für Co 150, für Ni 60 C.G.S. Hr. Richarz hält demnach den Versuch, den vor der Richtung der Elementarmagnete präexistirenden molecularen Magnetismus auf Rotation der Valenzladungen zurückzuführen, für zulässig.

Nun ist aber über die innere Structur der Metalle noch sehr wenig bekannt, während andererseits unsere Vorstellungen über die Lösungen von Elektrolyten sich in neuerer Zeit ausserordentlich vertieft haben. Es erscheint daher nicht überflüssig, die Probe auf die Zulässigkeit der erwähnten Hypothese nicht am Metall, sondern an den Lösungen seiner Salze zu machen und dies um so mehr, als die Versuche an verdünnten paramagnetischen Lösungen einer grossen Genauigkeit fähig und auch in grosser Zahl angestellt und veröffentlicht sind. Aus älterer Zeit sind es vorzüglich die grundlegenden Bestimmungen von G. Wiedemann, aus neuerer Zeit diejenigen der Herren G. Jäger, St. Meyer, J. Königsberger, H. du Bois, O. Liebknecht.

Wir benutzen zu dieser Probe die interessanten Ergebnisse der zwei zuerst genannten Physiker<sup>1)</sup>, welche an Lösungen von Chlorüren, Sulfaten und Nitraten der vier magnetischen Metalle Ni, Co, Fe, Mn erhalten wurden und welche zeigen, 1. dass bloss der Metallgehalt für die Grösse der Magnetisirungszahl maassgebend ist, 2. dass die mit  $10^6$  multiplicirten Atom-susceptibilitäten von Ni, Co, Fe, Mn, bez. 4,95; 10,0; 12,5; 15,0 C.G.S. betragen und sich also verhalten wie 2:4:5:6.

1) G. Jäger u. St. Meyer, Wied. Ann. 63. p. 83—90. 1897.



Beide Ergebnisse sind Bestätigungen bez. Erweiterungen von Sätzen, die schon G. Wiedemann<sup>1)</sup> gefunden hat. Die Bestimmungen beziehen sich auf  $17,5^{\circ}\text{C}$ . und auf Feldstärken von  $1 \cdot 10^4$  bis  $1,8 \cdot 10^4$  C.G.S.; innerhalb dieses Intervalles zeigte sich keine Abhängigkeit der Magnetisirungszahl von der Feldstärke, sodass man annehmen kann, dass Sättigung erreicht war.

Berechnen wir also in derselben Weise wie Hr. Richarz das maximale Moment von 1 ccm normaler  $\text{FeSO}_4$ -Lösung (1 g Molecül in 1 l Wasser). Dieselbe enthält nach Nernst<sup>2)</sup>  $5,4 \cdot 10^{19}$  Molecüle und daher ebensoviel Fe-Atome. Mit der Richarz'schen Zahl  $2 \cdot 10^{-22}$  C.G.S. für das magnetische Moment des Fe-Atoms ergibt sich hieraus als Sättigungsmoment von 1 ccm  $\text{FeSO}_4$ -Lösung  $1,08 \cdot 10^{-2}$  C.G.S. Nach G. Jäger und St. Meyer ist dieses Moment  $4\pi \cdot 12,5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^4 = 1,57$  C.G.S. Man wird also sagen können, dass die Uebereinstimmung etwa dieselbe ist, wie oben beim metallischen Fe; das berechnete Moment ist 27 bez. 145 mal kleiner als das wirkliche.

Darf mithin die Richarz'sche Erklärung der Molecularströme durch Centralbewegungen der Ionenladungen im Princip als möglich angesehen werden, so ist nicht zu vergessen, dass der geführte Nachweis gewisse willkürliche Annahmen erforderlich machte. Zunächst wird gefordert, dass  $T > 3 \cdot 10^{-15}$  sec, dass also die Rotationen langsamer geschehen als die Schwingungen des äussersten roten Lichtes, da sie sonst als Licht empfunden werden müssten. Offenbar ist aber die andere gleich berechnigte Möglichkeit, dass  $T < 7 \cdot 10^{-16}$  sec, dass also die Rotationen schneller erfolgen als die Schwingungen des äussersten sichtbaren violetten Lichtes. Zum anderen setzt Hr. Richarz den Bahndurchmesser der rotirenden Ionen gleich der Kante des einem Fe-Atom zukommenden Elementarwürfels, wofür er  $10^{-8}$  cm findet. Man sieht, dass dies zugleich der durchschnittliche Wert ist, den die kinetische Gastheorie für die Grösse der Molecüle angiebt. Mit Rücksicht auf die unvollkommene Räumauffüllung durch die Atome und im Hinblick auf den besonderen Umstand, dass gerade die magnetischen Stoffe sich durch ein Minimum des Atomvolumens auszeichnen,

1) G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität, p. 960—962. 1895.

2) W. Nernst, Theoret. Chemie, p. 394.

erscheint es aber sehr wahrscheinlich, dass der Bahndurchmesser der rotirenden Ionen  $< 10^{-8}$  cm ist. Um diese Möglichkeit zu untersuchen, setzen wir  $T \sim 10^{-x}$  sec und den Bahndurchmesser  $\delta \sim 10^{-y}$  cm. Dann ist das magnetische Moment des zweiwertigen Fe-Atomes:

$$(2 \cdot 43 \cdot 10^{-22} / 10^{-x}) \cdot 10^{-2y} = 8,6 \cdot 10^{-21+x-2y} \text{ C.G.S.}$$

Daher das Moment eines Cubikcentimeters normaler  $\text{FeSO}_4$ -Lösung:

$$5,4 \cdot 10^{19} \cdot 8,6 \cdot 10^{-21+x-2y} = 4,6 \cdot 10^{-1+x-2y} \text{ C.G.S.}$$

Setzt man dies gleich dem experimentell gefundenen Wert 1,57 C.G.S., so folgt durch Vergleichung der Grössenordnung:

$$x = 2y + 1.$$

Hieraus folgt für:

$$\begin{array}{ll} y = 9 & x = 19 \\ y = 10 & x = 21 \text{ etc.,} \end{array}$$

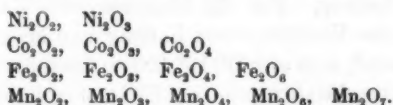
sodass als grösste Umlaufsdauer  $T \sim 10^{-19}$  sec herauskommt. Man sieht, dass diese Zahlen alle die oben gestellte Bedingung für  $T$  erfüllen und dass auch bei dem grössten Wert noch Raum genug vorhanden bleibt für das ultraviolette Licht.

Für alle zusammengehörigen Werte von  $T$  und  $\delta$  ergibt sich als magnetisches Moment eines als zweiwertig angenommenen Fe-Atomes  $8,6 \cdot 10^{-20}$  C.G.S. und als Sättigungsmoment eines Cubikcentimeters normaler  $\text{FeSO}_4$ -Lösung 4,6 C.G.S. statt 1,6 C.G.S. Somit ist erwiesen, dass die Erklärung der Molecularströme durch Ionenkreisläufe auch auf Grund von Grössen möglich ist, die ihrer Ordnung nach von denen des Hrn. Richarz wesentlich abweichen. Genau derselbe Wert berechnet sich für das magnetische Sättigungsmoment von 1 ccm der normalen Lösungen von  $\text{CoSO}_4$ ,  $\text{NiSO}_4$ ,  $\text{MnSO}_4$  oder auch der Chlorüre und Nitrate der vier als zweiwertig angenommenen paramagnetischen Metalle. Denn in physikalisch-chemischer Beziehung, soweit sie bis jetzt bekannt ist, befinden sich alle diese Lösungen in übereinstimmendem Zustande; sie sind z. B. wahrscheinlich im gleichen Grade dissociirt<sup>1)</sup>; ferner ist das Atomgewicht und das Atomvolumen für alle vier betrachteten Metalle fast

1) Nach G. Wiedemann (Lehre v. d. Elektrizität 3. p. 960. 1895) ist übrigens der Magnetismus der verdünnten Lösungen unabhängig vom Dissociationsgrad.

genau gleich. Sind nun aber die Atommagnetismen thatsächlich verschieden und in der ganzzahligen Proportion 2:4:5:6 stehend<sup>1)</sup>, so liegt der Gedanke nahe, dass dieses Verhalten herrührt von den verschiedenen freien Valenzen der Metalle. Denn es erscheint ja im voraus wahrscheinlich, dass nicht alle Valenzen der Atome, sondern nur die freien Kreisläufe ausführen und dass daher nur die letzteren für die Entstehung des Atommagnetismus verantwortlich sind. Danach müssten sich die freien Valenzen von Co, Ni, Fe, Mn in den genannten Lösungen verhalten wie 2:4:5:6. Hat dieser Gedanke einige Berechtigung, so ist in der magnetischen Untersuchung paramagnetischer Lösungen der Chemie ein Hilfsmittel an die Hand gegeben, das wenigstens einen Angriff auf ein bis jetzt so gut wie völlig abgesperrtes Gebiet erlaubt.

Nach den Angaben Mendelejeff's<sup>2)</sup> kommen folgende salzbildende Oxyde unserer vier Metalle vor:



Die Oxyde der Form  $\text{R}_2\text{O}_3$  entsprechen den Salzen unserer magnetisch untersuchten Lösungen; die übrigen geben durch die Möglichkeit ihrer Existenz wenigstens einen mutmaassenden Einblick in die Zahl der freien Valenzen. Schliesst man mehrfache Bindung aus, so ergibt sich daraus als Verhältnis der freien Valenzen, immer in derselben Reihenfolge, 2:4:8:10. Man kann sich leicht denken, dass bei mehrfacher Bindung besonders der complicirten Verbindungen  $\text{Fe}_2\text{O}_6$  und  $\text{Mn}_2\text{O}_7$  das Verhältnis übergeht in 2:4:5:6.

Offenbar stellen die Salzlösungen der magnetischen Metalle einen einfacheren Fall dar als die Metalle selbst, ähnlich wie in Bezug auf das dielektrische Verhalten die Gase sich einfacher erweisen als die Flüssigkeiten. Dabei ist es nun interessant zu sehen, wie in Bezug auf magnetische Susceptibilität die freien Valenzen maassgebend zu sein scheinen, während

1) Vgl. oben p. 484.

2) D. Mendelejeff, Grundlagen der Chemie, p. 684; Tafel der Periodicität der Elemente. 1892.

für die dielektrische Capacität die gesamte Wertigkeitssumme<sup>1)</sup> der einfachen oder zusammengelagerten Molecule bestimmend ist.

Wir kehren noch einmal zu den oben gefundenen Werten von  $T$  und  $\delta$  zurück und zwar halten wir uns zunächst an die maximalen Werte  $T \sim 10^{-19}$  sec und  $\delta \sim 10^{-9}$  cm.  $T$  erscheint zunächst auffallend klein, während der Bahndurchmesser  $\delta$  weniger vom gewohnten Wert abweicht. Doch verlieren diese Zahlen viel vom Ausserordentlichen durch folgende Ueberlegung. Hr. Richarz lässt die Valenzladungen mit den materiellen Atomen selbst rotiren, um die untere Grenze für  $T$  zu erhalten; er hat es also dabei mit der Trägheit der Materie zu thun. Wir wollen uns hier dagegen der von J. J. Thomson, P. Drude u. a. aufgestellten und auf die Erfahrungen an Kathoden- und Canalstrahlen gegründeten Ansicht anschliessen. Danach bestehen die chemischen Atome aus grösseren und kleineren Elektronen mit ganz bestimmter elektrischer Ladung. Für die kleineren, die Kathodenstrahlteilchen, ist das Verhältnis von Ladung und Masse durch Hr. W. Kaufmann<sup>2)</sup>  $e/m = 1,86 \cdot 10^7$  C.G.S. bestimmt worden; die grösseren, wahrscheinlich positiven Elektronen haben die gleiche Ladung, aber grössere Masse. Für Ni z. B. findet Hr. Drude<sup>3)</sup> das Massenverhältnis für negative und positive Elektronen aus optischen Daten gleich 1:9,45.

Im Falle der Molecularströme wird man sich also wohl die grösseren Elektronen als Kerne vorstellen, um welche die kleineren als Satelliten Kreisläufe ausführen, deren Umlaufdauer  $T = 10^{-19}$  sec ist. Aus dieser Vorstellung berechnet sich die lineare Geschwindigkeit der kleinen Elektronen zu  $v = \pi \delta / T \sim 10^{10}$  cm/sec, also von der Ordnung der Lichtgeschwindigkeit. Dies ist die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen als Kathodenstrahlteilchen durch das Crookes'sche Vacuum hindurchfliegen, nach den übereinstimmenden Angaben der Herren J. J. Thomson<sup>4)</sup>, Ph. Lenard<sup>5)</sup> und

1) R. Lang, Wied. Ann. 56. p. 534. 1895.

2) W. Kaufmann, Wied. Ann. 65. p. 439. 1898.

3) P. Drude, Physikal. Zeitschr. 1. p. 164. 1900.

4) J. J. Thomson, Phil. Mag. 44. p. 293. 1897;  $v = 1,5 \cdot 10^9$  cm/sec.

5) Ph. Lenard, Wied. Ann. 64. p. 279. 1898;  $v = 0,87$  bis  $0,81 \cdot 10^{10}$  cm/sec.

W. Wien.<sup>1)</sup> Es ist also wohl nicht zweifelhaft, dass die Elektronen solch ausserordentliche Geschwindigkeit annehmen können, wenn sie durch eine geeignete Kraft angetrieben werden. Dieser Antrieb ist bei den Kathodenstrahlen in dem starken Potentialgefälle an der Kathode zu suchen. Eine andere Frage ist, ob die Elektronen solche Geschwindigkeit auch im natürlichen Zustand, aus nicht erkennbarer Ursache, besitzen. Für diese Frage sind die jüngsten Messungen des Hrn. H. Becquerel<sup>2)</sup> an den von ihm untersuchten Strahlen höchst wichtig. Durch magnetische Ablenkungsversuche fand dieser Forscher für die fortgeschleuderten Teilchen der Radiumstrahlen  $(m/e) \cdot v = 1500$ . Für die Kathodenstrahlen ist dasselbe Product = 1030 bis 1273. Nun sind sicher die Radiumteilchen nicht grösser als die Kathodenstrahlteilchen; somit ist die natürliche Geschwindigkeit der vom Radiumpräparat ausgeschleuderten Teilchen mindestens von der Ordnung  $10^{10}$  cm/sec. Wir schliessen daraus, dass die gleich grosse Geschwindigkeit der Elektronen, auf die wir bei den Centralbewegungen, die den Magnetismus verursachen, gestossen sind, jedenfalls nicht unmöglich ist.

Was ferner den Bahndurchmesser  $\delta$  betrifft, dessen grössten Wert wir  $\sim 10^{-9}$  cm gefunden haben, so ist zunächst zuzugeben, dass  $\delta^3$  nicht genau mit dem Atomvolumen übereinstimmt, welches die Chemie als Quotient aus Atom- und spezifischem Gewicht in festem oder flüssigem Zustand angiebt und welches sich bei den paramagnetischen Stoffen als Minimum erweist. Das Atomvolumen wird im allgemeinen grösser sein als  $\delta^3$ . Andererseits wird behauptet werden dürfen, dass je grösser  $\delta$ , also auch die von den Elektronen beschriebene mehr oder weniger kreisförmige Bahn ist, um so grösser wird bei gleicher Schwingungsweite des Molecularschwerpunktes die moleculare Wirkungssphäre sein, und umgekehrt wird unter denselben Umständen die Verkleinerung des Atomvolumens an eine Abnahme von  $\delta$  gebunden sein. Lässt sich also auch die directe, gleichsinnige Aenderung des Atomvolumens und des Durchmessers  $\delta$  nicht streng beweisen, so

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**. p. 445. 1899.  $v = 1 \cdot 10^{10}$  cm/sec.

2) H. Becquerel, Compt. rend. **130**. p. 206–211. 1900; Beibl. **24**. p. 328. 1900.

ist doch ein solcher Zusammenhang wahrscheinlich und jedenfalls ist hier zum ersten Male *theoretisch eine notwendige metrische Beziehung des Magnetismus aufgefunden*, die der empirischen Regel vom minimalen Atomvolumen<sup>1)</sup> der magnetischen Stoffe nahe verwandt ist.

## II.

Wir haben uns im vorigen Abschnitt überzeugt, dass die neue Deutung, die wir dem Molecularmagnetismus gegeben haben, jedenfalls keinen Widerspruch enthält und daher möglich ist. Wir zeigen jetzt, dass sie auch auf einige bis jetzt nicht erklärte Erscheinungen neues Licht wirft.

1. Zu der Erscheinung des Paramagnetismus gehören nach dem Vorhergehenden zwei Bedingungen: 1. minimales Atomvolumen, 2. freie d. h. ungesättigte Valenzen. Beide Bedingungen sind für den Sauerstoff erfüllt; vgl. in Bezug auf das Atomvolumen die Tafel in der Abhandlung des Hrn. St. Meyer<sup>2)</sup>; für die Vierwertigkeit von O, der für gewöhnlich nur zweiwertig ist, diejenige des Hrn. Heyes.<sup>3)</sup> Danach erscheint es nicht mehr auffallend, dass O paramagnetisch ist, während die meisten anderen Gase Diamagnetismus zeigen. Denkt man sich also in dem O<sub>2</sub>-Molekül je zwei Valenzen jedes Atomes gebunden, die anderen ungesättigt, so erhält man wie oben als magnetisches Moment eines O-Atomes  $4,6 \cdot 10^{-1+x-2y}$  C.G.S. Andererseits fand Hr. R. Hennig<sup>4)</sup> die Susceptibilität des O, bezogen auf das Vacuum für 25° C. und 1 Atm. Druck,  $0,12 \cdot 10^{-6}$  C.G.S.; die Feldstärke war dabei etwa  $10^4$  C.G.S. Daraus folgt für das magnetische Moment von 1 ccm O unter den angegebenen Verhältnissen  $4\pi \cdot 0,12 \cdot 10^{-6} \cdot 10^4 = 1,5 \cdot 10^{-2}$  C.G.S., also durch Vergleichung der Exponenten

$$x - 2y = -1.$$

Hieraus für

$$y = 9, \quad x = 17,$$

$$y = 10, \quad x = 19 \text{ etc.}$$

1) Vgl. J. Königsberger, Wied. Ann. 66. p. 731. 1898; St. Meyer, Wied. Ann. 69. p. 261. 1899.

2) St. Meyer, Wied. Ann. 69. p. 296. 1899.

3) J. F. Heyes, Phil. Mag. (5) 25. p. 221. 1888.

4) R. Hennig, Wied. Ann. 50. p. 519. 1893.

Da eine Rotationsdauer  $T \sim 10^{-17}$  sec zu nahe bei den ultravioletten Schwingungen liegt, so werden wir der zweiten Lösung den Vorzug geben.

Man sieht, dass die Werte von derselben Größenordnung sind, wie beim Fe; nur der Bahndurchmesser  $\delta \sim 10^{-10}$  cm erscheint etwas kleiner. Es mag übrigens bemerkt werden, dass der von Hrn. Richarz benutzte Wert des magnetischen Momentes eines vierwertigen Fe-Atoms  $2 \cdot 10^{-22}$  C.G.S. mit Benutzung des Gedankens der freien Valenzen auch ein richtiges Resultat giebt, wenn es auch fraglich erscheint, ob das Fe-Atom ohne weiteres mit dem O-Atom in magnetischer Hinsicht vertauscht werden darf.

2. Aus seinem umfangreichen Material über die Magnetisierungszahlen unorganischer Verbindungen zieht Hr. St. Meyer <sup>1)</sup> folgende Erfahrungssätze ab. Der Molecularmagnetismus  $k$  der paramagnetischen Verbindungen ist kleiner als die Summe der Atommagnetismen der Bestandteile. Oxydation scheint ganz allgemein das  $k$  des Elementes herabzudrücken und zwar so weit, dass paramagnetische Metalle diamagnetische Oxyde liefern können.

Der erste Satz ist eine unmittelbare allgemeine Folge der auseinandergesetzten Vorstellung von der Rolle der ungesättigten Valenzen für die Entstehung des Magnetismus. Denn bei der chemischen Verbindung zweier Stoffe handelt es sich immer um Bindung von Valenzen; also kann die Magnetisierungszahl einer Verbindung paramagnetischer Stoffe höchstens gleich der Summe der Atommagnetismen, wird aber meistens kleiner sein. Tritt der Fall ein, dass sämtliche Valenzen gebunden werden oder dass die Rotation der ungesättigten Valenzen durch die Bindung der übrigen gehindert ist, so kann die Verbindung diamagnetisch sein. Der zweite Meyer'sche Satz ist ein Beispiel dazu. Dass die Verbindung diamagnetischer Stoffe, bei vorhandenem minimalen Atomvolumen wenigstens eines der Bestandteile, schwach paramagnetisch erscheint, kann dadurch erklärt werden, dass durch die Bindung einzelner Valenzen zwischen den zu einem Molecül vereinigten Atomen andere vorher durch jene gebunden gewesen Valenzen frei

1) l. c. p. 248 u. p. 254.



werden. Dieser Fall wird allerdings eine seltene Ausnahme sein, erscheint aber möglich. Vielleicht bieten die Cu-Verbindungen <sup>1)</sup> ein Beispiel dafür.

3. Die dritte Anwendung bezieht sich auf den eigentlichen Kernpunkt der neuen Hypothese, nämlich die Grössenordnung der in Betracht kommenden Werte. Wir stellen uns nach dem Gesagten vor, dass grössere, wahrscheinlich positive Kerne von kleineren, wahrscheinlich negativen Satelliten, mit einer der Lichtgeschwindigkeit nahe kommenden Geschwindigkeit umkreist werden. Es ist nicht nötig die negativen Elektronen dauernd an ihren Kern gebunden zu denken. Vielmehr ist es wahrscheinlich, dass die einzelnen Elektronen bei ihren Centralbewegungen verschiedene Geschwindigkeit haben und dass der angegebene Wert einen Mittelwert darstellt. Erlangt nun ein Elektron eine bedeutend grössere Geschwindigkeit, als sie dem Umlauf entspricht, so kann es aus der Sphäre eines Kernes ausund in diejenige eines anderen eintreten. Dies ändert selbstverständlich an der Vorstellung nichts, die wir uns vom stationären Zustand eines magnetischen Körpers machen.

Wir denken uns nun einen der Länge nach zur Sättigung magnetisirten Eisenstab und zwar sollen die magnetischen Kraftlinien innerhalb desselben der Axe parallel laufen, sodass sie nur auf den Grundflächen in die Luft aus- bez. eintreten. Dann sind die Bahnebenen der Elektronen alle einander parallel und senkrecht zur Axe des Stabes; ein Querschnitt des Stabes nimmt also alle Bahnen in sich auf, deren Mittelpunkte von ihm getroffen worden. Im Innern des Stabes herrscht der besprochene stationäre Zustand. An der Grenze aber ist, wie an der Oberfläche einer Flüssigkeit, ein Herausfahren besonders schneller Elektronen möglich, wenn sonst kein Hindernis vorhanden ist. Ein solches ist die Luft oder auch das Vacuum, überhaupt ein Dielektricum, welches den Magnetstab umgibt, weil durch das Austreten negativer Elektronen sofort ein ungeheurer Potentialunterschied entsteht, der das Austreten weiterer Elektronen verhindert. An den Polflächen selbst ist, wie man sieht, überhaupt keine Abschleuderung von Elektro-

1) G. Wiedemann, Die Lehre v. d. Elektr. 3. p. 963; St. Meyer, Ann. d. Phys. 1. p. 668. 1900.



nen zu erwarten. Ein in ein Dielektricum getauchter Magnetstab verliert also durch Elektronenstreuung nichts an seiner Energie.

Dieser Schluss verliert nichts an seiner Gültigkeit, wenn der Magnetstab nicht longitudinal, sondern beliebig magnetisirt ist.

Der an der Oberfläche eines Magnets senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien auftretende Potentialunterschied stellt eine elektromotorische Kraft dar, welche der Voltakraft ähnlich wirkt und sich an den betreffenden Stellen des Magnets ihr superponiren kann. Der Nachweis ihrer Existenz liegt bereits vor in den Versuchen über die elektromotorische Kraft der Magnetisirung.<sup>1)</sup> Wir beziehen uns hier auf die genauen Messungen von Hrn. Hurmuzescu.<sup>2)</sup> Es wurden 1 mm dicke, an den Enden mit Schmirgelpapier polirte Fe-Drähte in die beiden Schenkel eines U-Rohres eingesenkt. Der eine Schenkel befand sich zwischen den Polen eines starken Elektromagnets. Die Röhre war mit der Lösung von Essig- oder Oxalsäure gefüllt. Die senkrecht zum Magnetfelde stehende Elektrode berührte die Flüssigkeit nur an ihrem unteren Ende. Das Ergebnis war: die Richtung der Magnetisirung war ohne Einfluss. Die magnetisirte Elektrode war stets elektronegativer gegen die nicht magnetisirte (wie Cu zu Zn). Die Curve der elektromotorischen Kraft als Function der Feldstärke  $H$  hat Aehnlichkeit mit der Magnetisirungcurve als Function von  $H$ .

Diese Resultate sind eine einfache Folgerung aus unserer Hypothese. Die eine Elektrode ist transversal magnetisirt. Daher treten aus ihrer Berührungsfläche mit der Flüssigkeit Elektronen aus und laden diese negativ. Wegen der Leitungsfähigkeit der Säure und der übrigen Teile des Stromkreises gleicht sich der entstehende Potentialunterschied sofort aus und es entsteht ein Strom. Dabei bildet die magnetisirte Elektrode den positiven Pol. Dass die Richtung der Magnetisirung ohne Einfluss ist, ist nach unserer Vorstellung einleuchtend, ebenso dass die elektromotorische Kraft mit der Stärke der Magnetisirung bis zur Sättigung wachsen muss.

1) G. Wiedemann, Die Lehre v. d. Elektr. 3. p. 1132—1138.

2) Hurmuzescu, Journ. d. Phys. (3) 4. p. 118—127. 1895; Beibl. 19. p. 917. 1895.

Ebenso leicht sind die Ergebnisse einiger Abänderungen des Versuches, die Hr. Hurmuzescu gemacht hat, nach der aufgestellten Hypothese vorherzusehen. Es wurde z. B. die zu magnetisierende Elektrode ganz mit einem isolierenden Ueberzug versehen und nur in der Mitte ihrer Länge eine kleine, kreisförmige Fläche von der Grösse der Querfläche des Drahtes freigelegt, sodass die in die Säure eingetauchte Elektrode nur in jener kleinen Fläche von der Flüssigkeit berührt wurde. Die Elektrode wurde wieder transversal magnetisirt, jedoch so gestellt, dass die Normale der entblössten Fläche das eine Mal senkrecht zur magnetischen Kraft des Feldes stand, das andere Mal ihr parallel lief. Die magnetisirte Elektrode war wieder der positive Pol des Elementes, jedoch war die elektromotorische Kraft verschieden. Es ergab sich

1. Stellung	$H = 5320$ C.G.S.	$E = 114 \cdot 10^{-4}$ Volt
2. „	$5320$ C.G.S.	$19 \cdot 10^{-4}$ „

Ein solches Verhalten ist nach der Theorie zu erwarten. Im ersten Fall stehen die Bahnen der Elektronen senkrecht zur entblössten Fläche und können daher in deren ganzer Ausdehnung austreten. Im zweiten Falle liegen die Bahnen nahezu alle in der freien Fläche; wären diese ganz eben, so könnte kein Elektron austreten; da sie ein wenig gekrümmt ist, sind einzelne Austritte möglich. Caet. par. sollten sich die elektromotorischen Kräfte verhalten wie die Projectionen der Austrittsflächen auf eine durch die magnetische Kraft und die Elektrodenaxe gelegte Ebene. In einem anderen Versuch wurde die zuletzt beschriebene Elektrode parallel der magnetischen Kraft angebracht. Die Bahnebenen der Elektronen standen also senkrecht zur entblössten Fläche und konnten austreten. In der That waren die Resultate dieselben wie im ersten Fall der transversalen Magnetisirung, wo die Flüssigkeit die Elektrode nur in der Grundfläche berührte, wenn auch weniger regelmässig.

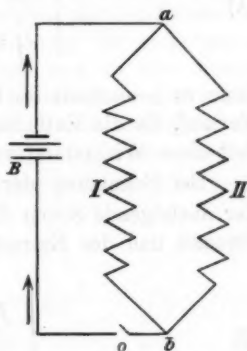
Heilbronn, 19. Mai 1900.

(Eingegangen 21. Mai 1900.)

## 6. Ueber den Öffnungsstrom in einem verzweigten Stromkreise; von K. R. Johnson.

In einem früheren Aufsatze in diesen Annalen ist eine theoretische Erläuterung des Öffnungsstromes in einem einfachen Stromkreise mit besonderer Rücksicht zu dem Entstehen des Öffnungsfunkens gegeben worden. Es wurde da hervorgehoben, dass der Öffnungsstrom des öfteren als eine beginnende Wellenbewegung, die durch den Öffnungsfunken plötzlich vernichtet wird, betrachtet werden kann. Beim Unterbrechen des Kreises ist die Stromstärke ein Maximum und nimmt so sehr schnell ab, während die Potentialdifferenz an der Öffnungsstelle gleichzeitig wächst und bald einen so hohen Betrag erreicht, dass eine Funkenentladung stattfindet, wodurch die Wellenbewegung plötzlich unterbrochen wird. Weil diese Vorgänge beim Unterbrechen eines Stromkreises sich fast augenblicklich abspielen und demgemäss genauen Beobachtungen entgehen, so muss man, wie es schon längst Edlund erwiesen hat, die experimentellen Beobachtungen über den Öffnungsstrom auf den Fall eines verzweigten Kreises beschränken. Um eine Stütze in den Beobachtungen zu erreichen, wollen wir daher die theoretische Erläuterung des Öffnungsstromes zu diesem Falle erweitern.

Wir gehen von der Anordnung, die in beistehender Figur schematisch gezeichnet worden ist, aus. Die Pole einer Batterie  $B$  sind durch den verzweigten Kreis  $B a b o B$  vereinigt. Es sei  $W_1$  der Widerstand des ersten (I) und  $W_2$  der des zweiten Zweiges (II);  $L_1$  das Selbstpotential des ersten und  $L_2$  das des zweiten Zweiges. Es wird vorausgesetzt, dass der



Widerstand der Batterie sehr klein ist und gegenüber  $W_1$  und  $W_2$  vernachlässigt werden kann. Die Capacität  $C$  des Kreises darf man dagegen nicht vernachlässigen, wie klein sie auch sei; wenn kein Condensator eingeschaltet worden ist, so ist  $C$  somit die Capacität der Rollen I und II, welche wir an die beiden Enden der Rollen, d. h. an die Verzweigungspunkte  $a$  und  $b$  verlegt denken. Wenn ein Condensator, dessen Zuleitungsdrähte an den beiden Seiten der Oeffnungsstelle befestigt werden, im Kreise eingeschaltet wird, so ist  $C$  die gesamte Capacität des Condensators und der Rollen, denn die Capacität der Rollen addirt sich einfach zu der des Condensators, weil der Widerstand der zwischenliegenden Batterie vernachlässigt werden kann. Von der Vernachlässigung des Widerstandes der Batterie folgt, dass die Potentialdifferenz zwischen den Punkten  $a$  und  $b$  der elektromotorischen Kraft der Batterie während des constanten Stromes gleich sein muss. Es sei  $J_1'$  die Intensität des aufsteigenden Stromes im ersten Zweige zur Zeit  $t$  vom Schliessungsaugenblicke an gerechnet und  $J_2'$  die des aufsteigenden Stromes im zweiten Zweige; es ergibt sich somit

$$(1) \quad \begin{cases} J_1' = \frac{E_0}{W_1} \left( 1 - e^{-\frac{W_1}{L_1} t} \right), \\ J_2' = \frac{E_0}{W_2} \left( 1 - e^{-\frac{W_2}{L_2} t} \right), \end{cases}$$

denn es beeinflusst die Capacität eines Condensators nicht den Verlauf, da die Entladung desselben durch die Oeffnungsstelle fast ohne Widerstand von statten geht.

Bei Benutzung der üblichen Anschauung, nach welcher der ansteigende Strom die algebraische Summe des constanten Stromes und des Extrastromes ist, so ergibt sich mithin

$$(2) \quad \begin{cases} j_1 = -\frac{E_0}{W_1} \cdot e^{-\frac{W_1}{L_1} t}, \\ j_2 = -\frac{E_0}{W_2} \cdot e^{-\frac{W_2}{L_2} t}, \end{cases}$$

wo  $j_1$  der Extrastrom des ersten Zweiges und  $j_2$  der des zweiten beim Schliessen ist.

Bei Messungen wird aber nicht die Intensität des Extrastromes, sondern die gesamte Elektrizitätsmenge oder das Zeitintegral desselben durch die Ablenkung der Galvanometernadel beobachtet. Es sei  $q_1$  das Zeitintegral des Extrastromes im Zweige I und  $q_2$  das entsprechende Integral im Zweige II; es ergibt sich somit

$$(3) \quad \begin{cases} q_1 = \int_0^{\infty} j_1 dt = -\frac{E_0 \cdot L_1}{W_1^2}, \\ q_2 = \int_0^{\infty} j_2 dt = -\frac{E_0 \cdot L_2}{W_2^2}. \end{cases}$$

Nur wenn die beiden Widerstände  $W_1$  und  $W_2$  einander gleich sind und somit die Nadel von dem constanten Strome keine Ablenkung aus ihrer Ruhelage erfährt, kann die Differenz  $q_1 - q_2$  der Zeitintegrale mittelst des Differentialgalvanometers gemessen werden. Diesen Umstand benutzte Edlund bei seiner Untersuchung über die Extrastrome und es gelang ihm bei einem Wert von  $L_2$  nahezu gleich Null dieselbe Ablenkung der Nadel des Differentialgalvanometers beim Öffnen wie beim Schliessen zu erreichen.<sup>1)</sup> Wir werden unten den Edlund'schen Versuch näher besprechen und wollen zuerst den Öffnungsstrom im verzweigten Kreise behandeln.

Beim Unterbrechen wird die Wirkung der elektromotorischen Kraft der Batterie aufgehoben und es tritt anstatt derselben die Potentialdifferenz des Condensators als elektromotorische Kraft auf. Es sei  $E$  die Potentialdifferenz des Condensators,  $i_1$  und  $i_2$  die Stromstärken in den beiden Zweigen zur Zeit  $t$ , vom Öffnungsaugenblicke angerechnet. Man erhält somit

$$(4) \quad \begin{cases} L_1 \frac{di_1}{dt} + W_1 i_1 = -E, \\ L_2 \frac{di_2}{dt} + W_2 i_2 = -E, \\ i_1 + i_2 = C \frac{dE}{dt}, \end{cases}$$

1) E. Edlund, Pogg. Ann. 77. p. 161. 1849; vgl. auch G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität 4. I. p. 47. 1885.

welche Gleichungen aus der Theorie der oscillatorischen Ladung und Entladung eines Condensators wohl bekannt sind. Wegen der Gültigkeit dieser Gleichungen wird, wie bei dem einfachen Stromkreise, vorausgesetzt, dass keine Funkenentladung an der Oeffnungsstelle stattfindet. Durch Integration der Gleichungen (4) ergibt sich

$$(5) \quad \begin{cases} -\frac{L_1}{W_1} \cdot E_0 + W_1 \int_0^{\infty} i_1 dt = -\int_0^{\infty} E dt, \\ -\frac{L_2}{W_2} \cdot E_0 + W_2 \int_0^{\infty} i_2 dt = -\int_0^{\infty} E dt, \\ \int_0^{\infty} i_1 dt + \int_0^{\infty} i_2 dt = C \int_0^{\infty} dE = 0, \end{cases}$$

oder

$$(6) \quad \begin{cases} -\frac{L_1}{W_1} \cdot E_0 + W_1 Q_1 = -\int_0^{\infty} E dt, \\ -\frac{L_2}{W_2} \cdot E_0 + W_2 Q_2 = -\int_0^{\infty} E dt, \\ Q_1 + Q_2 = 0, \end{cases}$$

wenn die beiden Zeitintegrale der Oeffnungsströme mit  $Q_1$  und  $Q_2$  bezeichnet werden. Aus den Gleichungen (6) erhält man

$$(7) \quad Q_1 = -Q_2 = \left( \frac{L_1}{W_1} - \frac{L_2}{W_2} \right) \frac{E_0}{W_1 + W_2}$$

und es ist somit

$$Q_1 - Q_2 = 2 \left( \frac{L_1}{W_1} - \frac{L_2}{W_2} \right) \cdot \frac{E_0}{W_1 + W_2}$$

und, wenn  $W_1 = W_2$ , ist die Differenz

$$Q_1 - Q_2 = \frac{E_0}{W_1} \cdot \left( \frac{L_1}{W_1} - \frac{L_2}{W_2} \right)$$

oder, numerisch dieselbe wie  $q_1 - q_2$  aus den Gleichungen (3), oder

$$q_1 - q_2 = -(Q_1 - Q_2),$$

wenn die Widerstände der beiden Zweige einander gleich sind. Es ist eben dieselbe Schlussfolgerung, die Edlund durch seine experimentellen Untersuchungen über die Extrastrome erreichte. Die Theorie hat uns bisher noch nicht zu der Beschränkung

$L_2 = 0$ , welche dem oben erwähnten Versuche nötig war, geführt, es wird aber bei der Ableitung der Potentialdifferenz  $E$  erscheinen, dass diese Beschränkung, um den Oeffnungsfunken zu eliminieren, notwendig ist.

Aus der letzten Gleichung (6) geht hervor, dass der Oeffnungsstrom im ersten Zweige im Sinne des constanten Stromes, der Oeffnungsstrom im zweiten Zweige aber in entgegengesetztem Sinne fließt, wenn  $L_1 > L_2$  ist; d. h. der Oeffnungsstrom geht im ersten Zweige von  $a$  nach  $b$  und im zweiten von  $b$  nach  $a$  zurück, und läuft somit im geschlossenen Kreise der beiden Zweigen rings herum; wie auch von Edlund angenommen wurde und welche Annahme er als Grundlage seiner Arbeit benutzte.

Von der Potentialdifferenz  $E$  an der Oeffnungsstelle hängt es selbstverständlich ab, ob der Funke unterdrückt wird oder nicht, und wir müssen daher die Potentialdifferenz  $E$  aus den Gleichungen (4) bestimmen. Eliminirt man daher zuerst  $i_2$  aus den beiden letzten Gleichungen, so erhält man

$$(8) \quad L_2 \frac{d i_1}{d t} + W_2 i_1 = L_2 C \frac{d^2 E}{d t^2} + R_2 C \frac{d E}{d t} + E.$$

Wird  $d i_1 / d t$  aus der ersten Gleichung (4) und aus (8) eliminirt, so ergibt sich somit

$$(9) \quad \begin{cases} (W_2 L_1 - W_1 L_2) i_1 = L_1 L_2 C \frac{d^2 E}{d t^2} \\ \quad + L_1 W_2 C \frac{d E}{d t} + (L_1 + L_2) E. \end{cases}$$

Es wird somit in dieser Gleichung  $i_1$  als eine Function von  $E$  und  $t$  gegeben; beim Einsetzen von  $i_1$  in der ersten Gleichung (4) ergibt sich

$$(10) \quad \begin{cases} L_1 L_2 C \frac{d^2 E}{d t^2} + C(W_2 L_1 + W_1 L_2) \frac{d^2 E}{d t^2} \\ \quad + (L_1 + L_2 + C W_1 W_2) \frac{d E}{d t} + (W_1 + W_2) E = 0 \end{cases}$$

und das Integral dieser Gleichung ist

$$(11) \quad E = A_1 \cdot e^{z_1 t} + A_2 e^{z_2 t} + A_3 e^{z_3 t},$$

wenn  $z_1, z_2$  und  $z_3$  die Wurzeln der algebraischen Gleichung

$$(12) \quad \begin{cases} L_1 L_2 C z^3 + C(W_2 L_1 + W_1 L_2) z^2 + (L_1 + L_2 + C W_1 W_2) z \\ \quad + W_1 + W_2 = 0 \end{cases}$$

sind.

Es bietet die allgemeine Behandlung des Problems wegen der Gleichung dritten Grades einige Schwierigkeiten dar, und wir wollen daher nur einzelne Fälle rechnerisch verfolgen. Es mag indessen bemerkt werden, dass die Capacität  $C$  jedenfalls sehr klein ist; wenn z. B. ein Condensator von 1 Mikrof. im Kreise eingeschaltet worden ist, so ist  $C = 10^{-15}$  in absolutem Maasse und da die praktischen Einheiten Ohm und Henry in absolutem Maasse  $10^9$  betragen, so sind auch  $LC$  und  $CW$  sehr klein,

*Erster Fall.*  $W_1/L_1 = W_2/L_2$ . Wenn die Constanten die Bedingung  $W_1/L_1 = W_2/L_2$  erfüllen, so ergibt sich aus der Gleichung (9)

$$L_1 L_2 C \frac{d^2 E}{dt^2} + L_1 W_2 C \frac{dE}{dt} + (L_1 + L_2) E = 0$$

und das Integral dieser Differentialgleichung ist

$$E = B \cdot e^{-\alpha t} \sin(\beta t + \varphi),$$

wenn  $-\alpha \pm \beta i$  die Wurzeln der algebraischen Gleichung

$$z^2 + \frac{W_2}{L_2} z + \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}\right) \cdot \frac{1}{C} = 0$$

sind. Es ist somit

$$\alpha = \frac{W_2}{2L_2} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{\sqrt{1 - \frac{LCW_2^2}{4L_2^2}}}{\sqrt{LC}},$$

wenn  $1/L_1 + 1/L_2$  durch  $1/L$  ersetzt wird.  $L$  wird demnach durch die Gleichung

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2},$$

definiert.

Wenn auch  $W_1 W_2 / W_1 + W_2$  durch  $W$  ersetzt wird, so ergibt sich

$$\frac{W}{L} = \frac{W_1 W_2}{L_1 L_2} \cdot \frac{L_1 + L_2}{W_1 + W_2} = \frac{W_2}{L_2}$$

und demnach

$$\alpha = \frac{W}{2L} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{\sqrt{1 - \frac{CW^2}{4L}}}{\sqrt{LC}},$$

welche Werte dieselben wie beim einfachen Stromkreise sind und sich davon nur die abgeänderte Bedeutung der Constanten  $W$  und  $L$  unterscheidet.



Ferner ist zur Zeit  $t = 0$ , d. h. im Oeffnungsaugenblicke, die Potentialdifferenz des Condensators  $E = 0$  und

$$\left(\frac{dE}{dt}\right) = \left(\frac{E_0}{W_1} + \frac{E_0}{W_2}\right) \frac{1}{C} = \frac{E_0}{C W}.$$

Man erhält somit  $\varphi = 0$  und  $B = E_0/CW\beta$ , und es ist demnach

$$E = \frac{E_0}{C W \beta} \cdot e^{-\alpha t} \sin \beta t.$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich somit, dass die Potentialdifferenz zur Zeit

$$t = \frac{1}{\beta} \cdot \arctg \frac{\beta}{\alpha}$$

ein Maximum  $E_m$  erreicht, und dieses Maximum ist

$$E_m = \frac{E_0}{W} \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot e^{-\frac{\alpha}{\beta} \cdot \arctg \frac{\alpha}{\beta}}.$$

Wenn dieses Maximum hinlänglich gross wird, was am häufigsten eintritt, da  $L/C$ , wie oben erwähnt, sehr gross ist, so muss ein Oeffnungsfunke entstehen; wenn das Maximum dagegen über einen bestimmten Wert („den Widerstand der Grenzfläche“, „die elektromotorische Gegenkraft“) nicht kommt, so bleibt die Funkenentladung aus, was somit im allgemeinen dadurch bewirkt werden muss, dass die Stärke des constanten Stromes  $E_0/W = E_0/W_1 + E_0/W_2$  sehr klein gemacht wird.

Wenn  $W_1/L_1 \geq W_2/L_2$  ist, so liefert die Gleichung (11) die Potentialdifferenz  $E$ , die folglich drei Integrationsconstanten enthält. Es muss somit eine dritte Anfangsbedingung

$$\left(\frac{d^2 E}{dt^2}\right)_{t=0} = -\frac{E_0}{C} \cdot \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2}$$

um diese Constanten zu bestimmen, hinzugefügt werden. Diese Bedingung ergibt sich aus der Gleichung (9). Wenn die drei Wurzeln der Gleichung (12) von der Form

$$\left. \begin{matrix} z_1 = -r, \\ z_2 \end{matrix} \right\} = -q \pm p i$$

sind, so ist mithin

$$E = A \cdot e^{-rt} + B \cdot e^{-qt} \sin(pt + \varphi)$$

und es besteht somit der Wechselstrom aus einer stetig abnehmenden Componente und einer Wellenbewegung. Wir wollen uns damit nicht beschäftigen, sondern gehen zum Edlund'schen Falle über.

*Zweiter Fall.*  $L_2$  ist nahezu Null.

Vom Gesichtspunkte experimenteller Versuche bedeutet die Voraussetzung  $L_2$  nahezu Null nichts anderes, als dass  $L_2$  gegenüber  $L_1$  sehr klein, z. B. 0,000 001 Henry oder 1000 cm gegenüber 1 Henry oder  $10^9$  cm ist. Es ist daher zu beachten, dass  $L_2$  immer gegenüber  $C$  sehr gross ist.

Die Wurzeln der Gleichung (12) werden in diesem Falle mit hinlänglicher Annäherung folgenderweise ermittelt. Wenn alle Glieder der Gleichung, welche  $L_1$  und  $C$  enthalten, vernachlässigt werden, so ergibt sich

$$z_1 = -\frac{W_1 + W_2}{L_1}$$

als ein Annäherungswert einer Wurzel. Aus der Gleichung (12) folgt ferner

$$z_1 + z_2 + z_3 = -\frac{W_1}{L_1} - \frac{W_2}{L_2}$$

und

$$z_1 z_2 z_3 = -\frac{W_1 + W_2}{L_1 L_2 C}$$

oder

$$z_2 + z_3 = -\frac{W_2}{L_2} + \frac{W_1}{L_1}$$

und

$$z_2 z_3 = \frac{1}{L_2 C}.$$

Da  $W_1/L_1$  gegenüber  $W_2/L_2$  vernachlässigt werden kann, so ergibt sich somit

$$\left. \begin{matrix} z_2 \\ z_3 \end{matrix} \right\} = -\frac{W_2}{2 L_2} \pm \frac{i}{\sqrt{L_2 C}} \cdot \sqrt{1 - \frac{C W_2^2}{4 L_2}}.$$

Wenn wir die Bezeichnungen

$$r = \frac{W_1 + W_2}{L_1}, \quad q = \frac{W_2}{2 L_2} \quad \text{und} \quad p = \frac{\sqrt{1 - \frac{C W_2^2}{4 L_2}}}{\sqrt{L_2 C}}.$$

vergleichen, so ergibt sich somit

$$E = A \cdot e^{-rt} + B \cdot e^{-qt} \sin(pt + q),$$

und die Constanten lassen sich aus den Gleichungen

$$A + B \sin q = 0,$$

$$-Ar + B \cdot [-q \sin q + p \cos q] = \frac{E_0}{C} \cdot \frac{W_1 + W_2}{W_1 W_2},$$

$$Ar^2 + B \cdot [q^2 - p^2] \sin q - 2pq \cos q = -\frac{E_0}{C} \cdot \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2},$$

welche die Anfangsbedingungen enthalten, bestimmen. Davon erhält man

$$A = -B \sin \varphi = \frac{2p \cdot \frac{W_1 + W_2}{W_1 W_2} - \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2}}{p^2 + (q-r)^2} \cdot \frac{E_0}{C} = \frac{E_0}{L_2 C p^2 + (p-r)^2} \cdot \frac{W_2}{W_1} - \frac{L_2}{L_1},$$

$$B \cdot \cos \varphi = \frac{[(p-q)^2 + r^2] \frac{W_1 + W_2}{W_1 W_2} - (q-r) \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2}}{p[p^2 + (q-r)^2]} \cdot \frac{E_0}{C},$$

und wenn man berücksichtigt, dass  $r$  klein gegenüber  $p$  und  $q$ , und  $q$  klein gegenüber  $p$  ist, so ergibt sich annäherungsweise

$$A = -B \sin \varphi = E_0 \cdot \frac{W_2}{W_1}$$

und

$$B \cdot \cos \varphi = \frac{2 E_0 L_2}{C W_2^2} \cdot \left( 1 + \frac{W_2}{W_1} - \sqrt{\frac{C W_2^2}{L_2}} \right).$$

Es wird hieraus ersichtlich, dass, wenn z. B.  $L_2 = 1000$  cm,  $C = 1$  Mikrof.  $= 10^{-15}$  und  $W_2 = 1$  Ohm  $= 10^9$  ist, so ist  $L_2 / C W_2^2 = 1$  und somit werden  $B \sin \varphi$  und  $B \cos \varphi$  keine besonders grossen Werte erhalten und mithin auch nicht  $B$ . Es ist somit möglich, der Funkenentladung zu entgehen.

Wenn aber der Öffnungsfunke nicht durch die Werte der Constanten unterdrückt worden ist, wird jedoch das Glied

$$A \cdot e^{-rt} = E_0 \frac{W_2}{W_1} \cdot e^{-rt}$$

dadurch nicht beeinflusst (?). Es sei damit wie es will, dass die Funkenentladung unterdrückt werden kann, ist indessen erwiesen und wir können daher die Wellenbewegung als für die Beobachtungen mittels des Differentialgalvanometers bedeutungslos beseitigen. Es ergibt sich somit aus der Gleichung (9)

$$W_2 L_1 i_1 = L_1 \cdot A \cdot e^{-rt} = L_2 E_0 \frac{W_2}{W_1} \cdot e^{-\frac{W_1 + W_2}{L_2} t}$$

oder

$$i_1 = \frac{E_0}{W_1} \cdot e^{-\frac{W_1 + W_2}{L_2} t}.$$

Aus der letzten Gleichung (4) erhält man  $i_1 + i_2 = 0$  oder

$$i_2 = -\frac{E_0}{W_1} \cdot e^{-\frac{W_1 + W_2}{L_2} t}.$$

Es stimmt somit diese theoretische Darstellung des Oeffnungsstromes sowohl mit der Anschauung, die Edlund zu seinem Versuche führte, als mit seinen Beobachtungen überein. Es ist wohl zweifelhaft, ob das vollständige Eliminiren des Oeffnungsfunkens notwendig sei, ob nicht vielmehr Edlund bei diesem Versuche mit einer schwachen Funkenentladung arbeitete. Die Theorie giebt indessen das Mittel an, wodurch diese Funkenentladung am besten vermieden werden kann, nämlich durch Einschalten eines Condensators von zweckmässiger Capacität.

Der obenerwähnte Versuch lässt sich indessen folgenderweise erweitern. Wenn wir zu den beiden Zweigen I und II einen dritten inductionslosen Zweig hinzufügen, so wird von den Gleichungen (4) nur die letzte abgeändert und es kommt eine vierte Gleichung hinzu; dagegen sind die beiden ersten Gleichungen immer dieselben, und bei Integriren bleiben die beiden ersten Gleichungen unabgeändert; es ergibt sich somit

$$W_1 Q_1 - W_2 Q_2 = \frac{L_1 E_0}{W_1} - \frac{L_2 E_2}{W_2}$$

und, wenn  $W_1 = W_2$ ,

$$Q_1 - Q_2 = \frac{L_1 - L_2}{W_1} \cdot E_0 = -(q_1 - q_2).$$

Der dritte inductionslose Zweig dient nur als Mittel, den Oeffnungsfunken zu beseitigen, indem die Oeffnungsströme der Zweige I und II dadurch ablaufen. Bei dieser Anordnung kann man somit eine Inductionsrolle in jedem der Galvanometerzweige verwenden und demnach numerisch gleiche Ablenkungen beim Schliessen und Oeffnen erhalten.

(Eingegangen 22. Mai 1900.)

**7. Ueber das Luftthermometer bei hohen  
Temperaturen;  
von L. Holborn und A. Day.**

**Zweite Abhandlung.**

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> haben wir unsere Messungen mit dem Luftthermometer in hohen Temperaturen beschrieben. Die Untersuchung lief hauptsächlich darauf hinaus, Bedingungen aufzufinden, unter denen das Luftthermometer auch in hohen Temperaturen mit Sicherheit als Normalthermometer benutzt werden kann. Wir haben gezeigt, dass dieses Ziel durch Anwendung eines Platiniridiumgefäßes mit Stickstofffüllung erreicht wird, das den bisher gebräuchlichen Porzellangefäßen an Genauigkeit der Angaben und Bequemlichkeit der Handhabung überlegen ist.

Seitdem sind die Versuche in der Richtung fortgesetzt, die wir am Schlusse der ersten Abhandlung angaben. Um die Genauigkeit, welche das Platiniridiumgefäß gewährt, vollständig ausnützen zu können, war zunächst die bis jetzt unbekannte Ausdehnung dieses Metalles in hoher Temperatur zu bestimmen. Denn die Correction, welche die luftthermometrischen Beobachtungen wegen der Gefäßausdehnung erheischen, wächst schneller als die zu messende Temperatur. Sie beträgt für das Platiniridiumgefäß z. B. bei 500, 1000, und 1150° bez. 10, 30 und 40°. Auf die Ungleichmässigkeit der Ausdehnung ist bisher noch nicht genügende Rücksicht genommen. Sie bewirkt für dasselbe Gefäß bei den obengenannten Temperaturen 1,5 und 7°.

Nachdem alsdann der Einfluss des Druckes, den das Messgas auf die glühenden Gefäßwände ausübt, nach einem einfachen Verfahren geprüft war, ist noch ein zweites Platiniridiumgefäß mit doppelter Wandstärke unter Benutzung eines neuen Ofens zu einigen Controlmessungen verwendet, die durch das-

1) L. Holborn u. A. Day, Wied. Ann. 68. p. 817. 1899.

selbe Thermoelement auf die vorhergehenden Vergleichen bezogen wurden.

Die Thermokraft dieses Elementes aus Platin—Platinrhodium lässt sich ebenso wie die von Elementen aus anderen Platinmetallen innerhalb des beobachteten Temperaturintervalles ( $300—1150^{\circ}$ ) durch eine Formel zweiten Grades darstellen. Man kennt also den Verlauf der Curve, wenn solche Elemente an drei Punkten geaicht sind. Um diese Messung vom Luftthermometer unabhängig zu machen, ist eine Reihe von Schmelzpunkten reiner Metalle festgelegt worden, wobei wir auch in einigen Fällen die Bedingungen, die den Schmelzpunkt verändern, näher untersuchten. Hieran schliesst sich alsdann ein Kapitel, das über die Messung mit Thermoelementen, über ihre Haltbarkeit und Genauigkeit unter verschiedenen Bedingungen handelt.

#### 1. Ausdehnungsbestimmungen.

Um die Ausdehnung des Platiniridiumgefässes zu bestimmen, wurde ein Stab aus derselben Legirung (80 Pt, 20 Ir) von 500 mm Länge und 5 mm Durchmesser auf seine lineare Ausdehnung bis  $1000^{\circ}$  untersucht. Im Anschluss daran haben wir noch die Ausdehnung einiger anderer Körper bei hoher Temperatur zu messen begonnen und beabsichtigen, die Ergebnisse dieser Untersuchung nach ihrem Abschluss bei einer anderen Gelegenheit ausführlich mitzuteilen, während wir uns jetzt nur auf die für das Luftthermometer notwendigen Resultate beschränken. Geringe Aenderungen, welche diese Zahlen durch eine weitere Ausarbeitung des Verfahrens treffen könnten, bleiben ohne merklichen Einfluss auf die vorliegende Anwendung.

Zunächst soll die Methode kurz beschrieben werden (Fig. 1). Der Stab liegt bei der Messung seiner Ausdehnung symmetrisch in einem elektrisch geheizten Thonrohr von 80 cm Länge, dessen Wandung in einem Abstand von 485 mm zwei Löcher von 1 cm Durchmesser besitzt. Das Rohr ist gegen Wärmeabgabe durch zwei concentrische Chamottehüllen geschützt und in horizontaler Richtung auf zwei Steinpfeiler so aufgelegt, dass die Löcher nach unten gerichtet sind und man mit darunter fest aufgestellten Mikroskopen einige Teilstriche anvisiren kann,

die an jedem Ende des Stabes auf einer angefeilten Ebene gezogen sind. Da auf diese Weise die Heizspule den Stab an beiden Enden überragt, so fällt die Temperatur an den Enden des Stabes nur um 10 Proc. gegen die Mitte ab. Es ist dies wegen der Zunahme der Ausdehnung mit der Temperatur vorteilhaft, da die Kenntnis einer Durchschnittstemperatur des Stabes nicht ausreicht, wenn dieser in seiner Länge zu grosse Temperaturunterschiede aufweist; wir sind deshalb damit beschäftigt, die Heizspule in der Richtung zu verbessern, dass eine noch grössere Gleichmässigkeit der Temperatur erreicht wird.

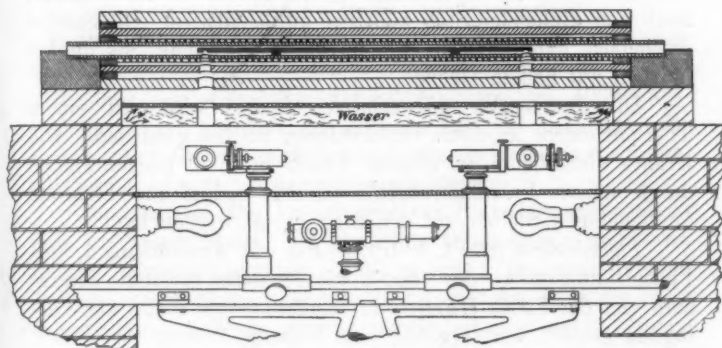


Fig. 1.  $\frac{1}{10}$  nat. Grösse.

Die Mikroskope sind auf einer Schiene mittels klemmbarer Schlitten befestigt und gegen die Strahlung des Ofens durch ein mit Wasser gespültes Diaphragma geschützt. Die Ausdehnung wird nur mit dem Ocularmikrometer gemessen, und die erste Einstellung nach dem Erkalten des Ofens wieder bei Zimmertemperatur controlirt. Merkliche Verschiebungen der Mikroskope sind dabei nicht beobachtet, kleine Verrückungen des Stabes aber, die oft während des Heizens eintraten, sind ohne Belang, da sie sich durch die Messungen an den beiden Enden herausheben. Die Messungen wurden in der Regel bei 250, 500, 750 und 1000° angestellt und stimmen an verschiedenen Beobachtungstagen bei jeder dieser Temperaturen bis auf  $\pm 0,01$  mm überein, wobei zu bemerken ist, dass einer Umdrehung der Mikrometerschraube etwa 1 mm entspricht.

Die Teilstriche, die in der Axe des Stabes liegen, um den Einfluss einer geringen Biegung unschädlich zu machen, sind ziemlich kräftig, aber mit scharfen Rändern auf der Teilmaschine gezogen und mit Pariser Rot eingerieben. Sie werden durch künstliche Beleuchtung von unten sichtbar gemacht. Bei dem Eintritt der helleren Rotglut, wo der Stab von selbst hinreichend leuchtet, heben sich die Teilstriche sehr scharf auf der gut polirten spiegelnden Fläche der nicht oxydirbaren Metalle als helle Marken von dem dunklen Untergrunde ab. Aber schon bei Platiniridium, das sich beim Erhitzen bis 1000° mit einer dunklen Anlauffarbe überzieht, ist es vorteilhafter, auch den glühenden Stab künstlich zu beleuchten. Die Striche erscheinen dann ebenso, wie im kalten Zustande, als dunkle Marken auf hellem Grunde.

Die Temperatur des erhitzten Stabes wird mit einem Thermoelement an neun verschiedenen Stellen gemessen. Die Drähte sind beide zu diesem Zweck in ihrer ganzen Länge durch dünne Porzellanröhrchen isolirt, sodass die Lötstelle an beliebigen Stellen auf den Stab gelegt werden kann.

*Platiniridium* (80 Pt, 20 Ir). — Für die Ausdehnung  $\lambda$ , des Platiniridiumstabes, der ebenso wie der unten erwähnte Platinstab von der Firma Heräus in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt war, ergaben sich folgende Werte:

$t$	$\lambda$ , (mm)	
	beob.	ber.
250°	1,033	1,033
500	2,150	2,151
750	3,357	3,355
1000	4,645	4,645

Die mittlere Länge zwischen den beiden Gruppen von je 5 Teilstrichen an den Enden betrug 483,07 mm bei 0°. Hieraus berechnet sich als Ausdehnung  $\lambda$  eines Stabes von der Länge Eins bei 0° die Formel:

$$\lambda = \{8198 t + 1,418 t^2\} 10^{-9}.$$

*Platin*. — Von der Legirung 90 Pt, 10 Ir, aus der das zweite Platiniridiumgefäß hergestellt war, stand uns bisher kein Stab zur Verfügung. Wir haben aber schon einen solchen aus reinem Platin gemessen, für den wir hier die Ergebnisse mitteilen. Für die Legirung 90 Pt, 10 Ir ist alsdann das



Mittel aus Pt und 80 Pt, 20 Ir zunächst angenommen worden.  
Für reines Platin ergab sich:

$t$	$\lambda, (\text{mm})$	
	beob.	ber.
250°	1,114	1,113
500	2,309	2,304
750	3,570	3,571
1000	4,909	4,914

Die Länge bei 0° betrug 483,52 mm und die Formel für die Länge Eins

$$\lambda = \{8889 t + 1,274 t^2\} 10^{-9}.$$

Der Unterschied zwischen den beobachteten und den nach der Formel berechneten Werten bleibt in beiden Fällen unter 0,01 mm. Nachdem die Stäbe einmal bei 1000° ausgeglüht waren, betrugen die grössten Längenänderungen, die zwischen den Heizungen im kalten Zustande beobachtet wurden, 0,025 mm. In der Regel waren sie kleiner.

*Porzellan.* — Die Ausdehnung von Porzellan wurde ebenfalls an einem Stabe von ähnlichen Dimensionen gemessen. Er war unglasirt gewählt, damit er später bei noch höheren Temperaturen verwandt werden kann. Auf der an jedem Ende angeschliffenen Ebene waren mittels einer dünnen Kupferscheibe auf der Drehbank je 5 Teilstriche eingefräst, die etwa 0,15 mm Breite, aber noch hinreichend scharfe Ränder besaßen. Die Einstellung war in hoher Temperatur schwierig, weil die Teilstriche nicht viel stärker leuchten als der Untergrund. Eine sichere Ablesung gelang bei künstlicher Beleuchtung, nachdem diese noch verstärkt war.

Der Stab hatte bei 0° eine Länge von 483,47 mm und ergab für die Ausdehnung folgenden Wert:

$t$	$\lambda, (\text{mm})$		$\lambda, (\text{mm})$
	beob.	ber.	
250°	0,382	0,391	0,790
375	0,628	0,612	1,299
500	0,845	0,850	1,749
625	1,093	1,103	2,261
750	1,307	(1,377)	2,703
875	1,615	(1,666)	3,340
1000	1,977	(1,972)	4,089

Es ist hier noch bei Zwischentemperaturen beobachtet worden, nachdem man gefunden hatte, dass sich die Ausdehnung für die ursprünglich gewählten Punkte nicht durch eine Function zweiten Grades darstellen lässt. Zwischen 250 und 625° gilt näherungsweise die Formel

$$\lambda = \{2954 t + 1,125 t^2\} 10^{-9}.$$

Sie trifft auch bei 1000° wieder zu, während sie bei 750 und 875° die Beobachtungsfehler übersteigende Abweichungen ergiebt. Auch unter 250° weicht sie ab, sie scheint hier zu grosse Werte zu liefern. Der Ausdehnungscoefficient wächst offenbar nach dem Eintritt der hellen Rotglut schneller wie unter 500° und ist in der Zwischentemperatur annähernd constant. Der Punkt bei 1000°, der wieder mit der Formel stimmt, ist demnach als Schnittpunkt zweier verschiedener Curven aufzufassen.

Wir wollen noch bemerken, dass die einzelnen Beobachtungsreihen nach dem ersten Ausglühen bei dem Porzellan im ganzen ebensogut übereinstimmen als bei den Metallen und dass die Messungen immer bei steigender Temperatur angestellt wurden. Es ist nicht ausgeschlossen, dass man Unterschiede findet, je nach der Richtung, in der man sich mit der Heizung dem Beobachtungspunkt nähert. Auch ist noch zu untersuchen, bis zu welchem Grade sich verschiedene Porzellanstäbe von derselben Herkunft in ihrer Ausdehnung unterscheiden können.

Die Ausdehnung von Berliner Porzellan ist früher von Holborn und Wien<sup>1)</sup> bei etwa 550 und 1050° an 9 cm langen, im Gasofen geheizten Platten bestimmt worden. Der gefundene Mittelwert  $44 \times 10^{-7}$  für den linearen Ausdehnungscoefficienten stimmt mit den vorliegenden Beobachtungen bei der höheren Temperatur innerhalb der damals zu erwartenden Genauigkeit überein, bei der tieferen Temperatur ist er zu gross ausgefallen.

Neuerdings hat Bedford<sup>2)</sup> für die Ausdehnung des französischen Porzellans (von Bayeux) zwischen 0 und 800° die Formel

$$\lambda = \{3425 t + 1,07 t^2\} 10^{-9}$$

1) L. Holborn und W. Wien, Wied. Ann. 47. p. 121. 1892.

2) T. G. Bedford, Phil. Mag. (5) 49. p. 90. 1900.

angegeben. Eine Vergleichung mit unseren Resultaten ist wegen der verschiedenen Herkunft des untersuchten Materiales nicht möglich.

Unsere luftthermometrischen Messungen mit Porzellan-gefässen, bei deren Berechnung noch der von Holborn und Wien bestimmte Wert für die Ausdehnung benutzt worden ist, erfahren durch Einführung der neuen Werte für die Ausdehnung des Porzellans nur geringe Correctionen, da einmal die Ausdehnung überhaupt sehr klein ist, sodann aber der Ausdehnungscoefficient des Gases um  $\frac{1}{700}$  verkleinert werden muss, weil der Ausdehnungscoefficient des Gefässes zwischen  $0$  und  $100^\circ$  zu gross angenommen ist. Die Correction bleibt zwischen  $500$  und  $1000^\circ$  immer unter  $1^\circ$ .

*Glas 59<sup>III</sup>.* — Für die Messungen im Salpeterbade unter  $500^\circ$  hat ein Luftthermometergefäss aus Jenaer Glas 59<sup>III</sup> gedient. Wir haben auch für dieses Material Ausdehnungsbestimmungen in Angriff genommen. Nach den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen, die erkennen lassen, dass die Behandlung des Glases von grossem Einfluss ist, können wir nur schliessen, dass der Fehler der luftthermometrischen Messungen  $0,5^\circ$  nicht wesentlich überschreitet, wenn man im ganzen Bereich bis  $500^\circ$  als cubischen Ausdehnungscoefficienten den constanten Wert  $18 \times 10^{-6}$  annimmt. Für genaue Messungen wird es überhaupt zweckmässiger sein, auch in diesem Temperaturbereich das Platiniridiumgefäss zu gebrauchen, für welches die Ausdehnung besser definirt ist. Im Salpeterbade, das bei dem Gebrauch alkalisch wird, müsste man das Gefäss durch ein dünnes Glasrohr schützen.

## 2. Einfluss des Druckes auf das Luftthermometergefäss.

In hoher Temperatur stieg der Ueberdruck des Messgases in dem Platiniridiumgefäss auf etwa eine Atmosphäre. Obwohl dauernde Aenderungen des Gefässvolumens nach den einzelnen Heizungen nicht eintraten, so sollten doch auch etwa vorübergehend auftretende Vergrösserungen des glühenden Gefässes unter dem Einfluss des grösseren Druckes controlirt werden. Wir haben diese Frage in der Weise untersucht, dass wir auch die hohen Temperaturen noch mit vermindertem Druck

bestimmten, indem wir einen Teil des Messgases in den Manometerschenkel treten liessen, also Druck und Volumen gleichzeitig variierten. Hierdurch erfährt allerdings der Ausdehnungscoefficient des Gases eine kleine Aenderung, die wir auf etwa höchstens 1 pro mille schätzen und deshalb vernachlässigen.

Der kurze Manometerschenkel hatte schon früher für volumenometrische Zwecke zwei Spitzen erhalten (vergl. die Abbildung in der ersten Abb.), sodass durch Einstellung der Quecksilberkuppe auf die untere Spitze ein bestimmtes Volumen zu dem Luftthermometergefäss hinzugefügt werden konnte. Um die Temperatur des Zusatzvolumens sicherer messen zu können, als es das am Kopf des Schenkels befindliche kleine Thermometer gestattet, wurde noch ein zweites empfindlicheres an dem Schenkel befestigt und das Ganze mit einer Hülle aus Watte umgeben, die nur zwei kleine Stellen zur Durchsicht auf die Spitzen frei liess.

Es wurde in der Regel ein Satz von je drei Beobachtungen gemacht, wobei zuerst und zuletzt auf die untere, dazwischen auf die obere Spitze eingestellt wurde. Da man vor jeder Beobachtung länger warten musste, bevor der stationäre Zustand in der Temperatur des Messgases eintrat, so änderte sich inzwischen die Temperatur des Ofens um einige Grad. Diese Aenderung  $\delta$  wurde mit dem Thermoelement gemessen.

Das Zusatzvolumen  $v'$  wurde durch Auswägung mit Quecksilber bestimmt. Es ergab sich hierbei der Wert 50,635 ccm als Mittel aus vier Bestimmungen (50,630, 50,609, 40,641, 50,658).

Die Unterschiede zwischen den einzelnen Beobachtungen erklären sich zum grössten Teil aus der unregelmässigen Ausbildung der Kuppe an der unteren Spitze bei dem Ausfliessen des Quecksilbers, das sehr langsam durch eine feine Capillare stattfand. Die Einstellung bei steigendem Quecksilber, die für die Temperaturmessung allein in Frage kommt, liefert genauere Werte. Ebenso die Bestimmung des Höhenunterschiedes der beiden Spitzen zu 161,60 mm, die bis auf 0,02 mm übereinstimmende Ablesungen ergab. Einem Fehler von 1 pro mille in der Bestimmung des Zusatzvolumens entspricht eine Abweichung von  $1^\circ$  bei einer mit der unteren Spitze gemessenen Temperatur von  $1000^\circ$ .

Zur Controle des Verfahrens sind einige Messungen des Gefäßvolumens bei 0° angestellt. Für das erste Platiniridiumgefäß ergab eine Auswägung mit Wasser den Wert 208,49, die volumenometrische Messung 208,45 und 208,51 ccm. Für das zweite Gefäß ergaben die beiden Methoden 195,87 bez. 195,91 ccm.

Tab. XII enthält die Temperaturmessungen.  $H$  und  $t$  bezeichnen den mittels Manometer und Barometer gemessenen Druck und die daraus berechnete Temperatur bei der Ein-

Tabelle XII.

1899	$H$ (mm)	$t$	$H'$ (mm)	$t' - \delta$	$\delta$	$t - t'$
22. Juli	871,71	553,0°	524,13	550,9°	+ 2,0°	+ 0,1°
			526,38	556,6	- 3,4	- 0,2
	877,37	558,7	526,80	557,8	+ 1,5	- 0,6
			528,35	562,0	- 2,9	- 0,4
2. August	1339,50	1022,7	663,06	1015,4	+ 6,3	+ 1,0
			666,71	1030,1	- 7,6	+ 0,2
	848,68	581,1	514,76	527,9	+ 2,5	+ 0,7
			517,07	533,8	- 2,9	+ 0,2
	855,11	587,4	517,76	535,5	+ 1,6	+ 0,3
			519,05	539,1	- 1,6	- 0,1
	1047,86	728,2	581,57	721,9	+ 5,3	+ 1,0
			585,81	734,9	- 7,3	+ 0,6
	1055,69	736,1	585,80	734,8	+ 1,1	+ 0,2
			586,89	737,9	- 1,9	+ 0,1
3. August	952,97	633,9	551,09	629,4	+ 3,5	+ 1,0
			558,78	651,4	- 18,4	+ 0,9
	974,06	654,8	559,11	652,5	+ 1,6	+ 0,7
			560,58	656,7	- 2,4	+ 0,5
	1242,43	924,5	633,41	921,4	+ 1,5	+ 1,6
			639,87	926,7	- 3,1	+ 0,9
	1243,62	925,8	639,62	925,5	- 0,6	+ 0,9
			639,63	925,6	- 0,6	+ 0,8

stellung mit der oberen Spitze,  $H'$  und  $t' - \delta$  die entsprechenden Grössen bei Einstellungen auf die untere Spitze. Addirt man zu  $t' - \delta$  den Temperaturgang  $\delta$ , so ergibt die Spalte  $t - t'$  den Unterschied der beiden Messungsmethoden. Dieser ist im Mittel gleich  $\pm 0,70^\circ$  und überschreitet nur in einem Falle  $1^\circ$ . Es folgt daraus, dass die Messungen innerhalb der erreichten Genauigkeit von dem im Luftthermometer herrschenden Druck nicht abhängen. Der Anfangsdruck betrug, ähnlich wie früher, 294,40 mm, der Ausdehnungscoefficient der Stickstofffüllung 0,003666.

Es ist vorgeschlagen worden, dies Verfahren zur Bestimmung des Gefässvolumens bei hoher Temperatur anzuwenden, wenn diese nur angenähert bekannt ist. Man könnte auf diese Weise den Ausdehnungscoefficienten des Gefässes bestimmen. Allerdings erhält man neben der gewöhnlichen Gleichung für die Berechnung der Temperatur bei constantem Volumen:

$$\frac{H V}{1 + \alpha t} = H_0 V_0$$

noch die Beziehung:

$$H' \left( \frac{V}{1 + \alpha t} + \frac{v'}{1 + \alpha t_0} \right) = H_0 V_0,$$

wenn man mit  $t_0$  die Temperatur des Zusatzvolumens  $v'$  bezeichnet. Die beiden Gleichungen sind jedoch nicht von einander unabhängig und reichen deshalb nicht zur Bestimmung der Unbekannten  $V$  und  $t$  aus.

### 3. Vergleichung des Thermoelementes mit dem Luftthermometer.

*Zweites Platiniridiumgefäss.* — Das zweite Platiniridiumgefäss hatte ungefähr dieselbe Form und Grösse wie das erste. Dagegen bestand es aus der Legirung 90 Pt, 10 Ir und hatte die doppelte Wandstärke (1 mm). Der Inhalt betrug 195,87 ccm.

Zunächst wurde das Gefäss mit concentrirter Salpetersäure ausgekocht und nach mehrfacher Spülung mit Wasser gut getrocknet. Nachdem alsdann der Anschluss an das Manometer hergestellt war, pumpte man das Gefäss bei längerem Erhitzen auf  $1300^\circ$  mehrfach scharf aus und spülte mit Stickstoff. Darauf wurde in hoher Temperatur das Messgas eingelassen, dessen Menge im kalten Zustande abgeglichen wurde.

Das neue Gefäss hat sich bei verschiedenen Heizungen ebensogut bewährt wie das alte. Die Gasfüllung hielt sich bis auf 0,1 mm constant. Die neuen Vergleichen des Luftthermometers mit dem Thermoelement  $T_2$ , die in Tab. XIII enthalten sind, stimmen unter einander und mit den früheren gut überein. Die Abweichungen, die für alle Vergleichen von Luftthermometer und Thermoelement etwa  $1^\circ$  betragen, erklären sich aus der Anordnung des Ofens, bei der sich das ausgedehnte Gefäss und die kleine Lötstelle in einem Luftbade befinden. Auch bei der elektrischen Heizung hält sich die Gleichmässigkeit der Temperatur nur in den Grenzen von  $1-2^\circ$ . Hierbei sind die höchsten Temperaturen am gleichmässigten, da der Ausgleich durch die Strahlung hier am grössten ist. Unterhalb  $500^\circ$ , der unteren Grenze, bis zu welcher wir das Luftbad benutzten, sind grössere Ungleichmässigkeiten zu erwarten.

Tabelle XIII.

Platiniridiumgefäss II (90 Pt, 10 Ir) mit Stickstoff gefüllt.

$V_0 = 195,87$  ccm,  $v_s = 0,904$  ccm,  $H_0 = 276,35$  mm,  $\alpha = 0,003666$ .

Tag	$t$	$e_2$ (MV)	beob.-ber.
9. October	562,1 <sup>0</sup>	4759	0,0 <sup>0</sup>
	571,7	4861	- 0,6
	573,2	4877	- 0,7
	829,5	7568	- 1,5
	1080,9	10423	- 1,8
12. October	552,0	4668	- 1,0
	552,2	4670	- 1,0
	552,6	4674	- 1,0
	821,2	7478	- 1,5
	822,9	7497	- 1,6
	822,5	7496	- 1,9
	1093,5	10558	- 0,7
	1096,1	10598	- 1,5
21. October	1097,4	10616	- 1,7
	669,1	5836	+ 1,1
	917,4	8526	- 0,2
	1063,3	10189	+ 0,5
			33*



Am 12. October fand die Heizung des zweiten Platiniridiumgefäßes in dem alten Ofen statt, der für das erste Gefäß gedient hatte. An den beiden anderen Tagen wurde ein neuer Ofen benutzt, und zwar mit zwei verschiedenen Heizröhren von ungleichmässiger Wickelung. Diese hatten eine Länge von 42 cm und einen inneren Durchmesser von 6 cm. Bei dem alten Ofen waren die entsprechenden Abmessungen 35 und 5 cm. In ähnlichem Verhältnis waren auch die Chamottehüllen des neuen Ofens vergrößert.

In Tab. XIII bezeichnet  $t$  die am Luftthermometer beobachtete Temperatur,  $e_2$  die Thermokraft des Elementes  $T_2$  in Mikrovolt. Die letzte Columnne (beob.-ber.) enthält den Unterschied zwischen  $t$  und der aus einer Normalcurve für  $e_2$  berechneten Temperatur in Grad. Wir kommen unten auf diese Berechnung zurück.

*Beobachtungen mit dem ersten Platiniridiumgefäß.* — Unsere früher mit dem ersten Platiniridiumgefäß (80 Pt, 20 Ir) angestellten Beobachtungen (l. c. Tab. IX. p. 848), die wir damals vorläufig mit einem constanten Ausdehnungscoefficienten berechneten, können jetzt wegen der Zunahme der Gefäßausdehnung mit der Temperatur verbessert werden. Wir teilen die neuen Werte in Tab. XIV (vgl. p. 517) mit. Hierbei bleiben die Zahlen (Tab. IX Cursiv gedruckt) weg, die bei Vorversuchen mit ungleichmässiger Heizung erhalten wurden. Die Temperaturen  $t$  erhöhen sich bei 500° um 0,7°, bei 1000° um 4,9° und bei 1150° um 7,5°. Ferner sind bei der Umrechnung wegen einer geringen Uebercompensation des Heizrohres, wie sie Tab. VIII (l. c. p. 846) ergibt, die Werte  $e_2$  etwas vergrößert, und zwar bei 500° um 13 und bei 1150° um 5 MV. Für die Zwischentemperaturen ist die Correction geradlinig interpolirt. Es entspricht dies den Messungen der Temperaturverteilung, nach denen die in der Mitte des Heizrohres liegende Lötstelle von  $T_2$  die Temperatur des Gefäßes bei 620° um 1,2°, bei 820° um 1,0°, bei 1010° um 0,5° und bei 1150° um 0,4° zu klein ergibt.

*Beobachtungen unter 500°.* — Nachdem alle Messungen im elektrischen Ofen zwischen 500 und 1150° beendet waren, ist das Thermoelement  $T_2$  zwischen 250 und 500° im Salpeterbade mit dem Luftthermometer (Gefäß aus Glas 59) verglichen worden. Diese Versuche bezweckten einmal eine Controle der



Tabelle XIV.

Platiniridiumgefäß I (80Pt, 20Ir) mit Stickstoff gefüllt.

Nach der Füllung	$t$	$e_2$ (MV)	beob.- ber.	Nach der Füllung	$t$	$e_2$ (MV)	beob.- ber.
20. Tag	625,6°	5401	-0,1°	24. Tag	541,2°	4552	-0,1°
	812,1	7356	+0,6		542,8	4569	-0,2
	907,3	8396	+1,2		615,5	5297	0,0
	1014,8	9622	+0,9		717,3	6343	+0,7
	1113,9	10770	+1,7		814,3	7385	+0,2
22. Tag	511,8	4252	+1,1	25. Tag	919,7	8550	-0,2
	512,7	4268	+0,2		1017,6	9661	+0,1
	551,5	4655	-0,2		1106,6	10700	+0,4
	659,3	5754	-0,8		516,4	4304	+0,2
	703,8	6217	-0,9		616,3	5303	+0,1
	757,0	6775	-0,5	2. Tag	721,3	6382	+0,7
	859,4	7881	-0,3		821,9	7462	+1,6
	949,2	8890	-0,6		913,4	8458	+1,8
	1001,5	9496	-1,6		1026,0	9756	+0,5
	1050,4	10044	-0,1		1134,5	11031	+0,7
	1052,8	10073	-0,1		529,1	4429	+0,3
	1102,5	10653	+0,4		614,8	5289	+0,1
					1008,8	9555	+0,6

früheren Beobachtungen unter 500°, an die das Element  $T_2$  indirect durch Vergleichung mit  $T_1$  angeschlossen war. Ferner bedurften die mit dem elektrisch geheizten Luftbade angestellten Messungen wenigstens bei 500° einer Bestätigung.

Das neuerdings benutzte Salpeterbad ist gegen das frühere erheblich verkleinert und wurde elektrisch geheizt, wodurch wir eine schnellere und genauere Herstellung des stationären Zustandes erzielten. Ein schmiedeeiserner Cylinder von 12 cm innerem Durchmesser, wie er zum Versand von Quecksilber dient, wurde in einer Höhe von 27 cm abgeschnitten und mit einem 2 cm dicken Deckel versehen, der eine Turbine für das Röhren trägt. Die Heizspule aus 1,5 mm dickem, blankem Constantandraht ist auf den mit Asbestpappe umgebenen Cylinder bifilar aufgewickelt und durch nass aufgestrichenes Chamottepulver festgehalten. Das Ganze steht in einem Mantel aus Chamotte, der so weit ist, dass um die Spule noch eine

1 cm dicke Luftschicht frei bleibt, die mit Asbestwolle gut abgedichtet wurde. Der Ofen kann bis  $700^{\circ}$  gebraucht werden.

Für Temperaturen unter  $300^{\circ}$ , wo man isolirende Flüssigkeiten als Bad benutzen kann, hat uns eine Anordnung gute Dienste geleistet, die hier nebenbei erwähnt werden soll. Ein cylindrisches Glasgefäß mit evacuirter Wandung, wie man es nach Dewar's Vorgang für flüssige Luft verwendet, ist mit Olivenöl gefüllt, in das ein Porzellanrohr taucht. Dieses be-

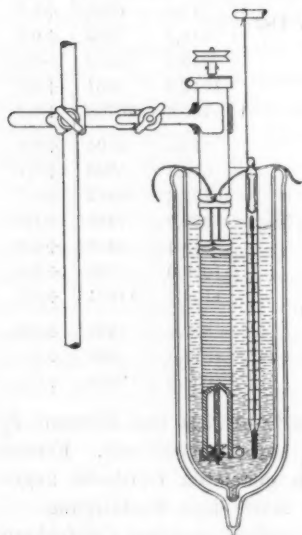


Fig. 2.  $\frac{1}{10}$  nat. Grösse.

sitzt auf seiner äusseren Oberfläche zwei schraubenförmig verlaufende Furchen, in denen die Windungen eines blanken Constantandrahtes liegen. Im Innern des Rohres befindet sich eine Turbine, deren Lager durch Klemmringe am Porzellan befestigt sind. Rührer und Heizspule bilden so ein Stück, das in ein beliebiges isolirendes Bad hineingesteckt werden kann. Ein Gefäß mit evacuirter Wand ist jedoch vorzuziehen, da es nur eine geringe Stromzufuhr erfordert, selbst wenn man es unversilbert benutzt, damit man ganz eintauchende Thermometer ablesen kann. Bei einem Inhalt von 1,2 l waren nur 100 Watt erforderlich, um eine Temperatur

von  $250^{\circ}$  zu halten. Obwohl wir hierbei noch kein Springen des Gefäßes beobachtet haben, wie es zuweilen bei tiefen Temperaturen ohne wahrnehmbare Ursache vorkommt, so ist es doch geraten, gegen eine gewaltsame Zertrümmerung stets Schutzvorrichtungen vorzusehen.

Tab. XV enthält die Vergleichen von Thermoelement und Luftthermometer im Salpeterbade. Das Gefäß des letzteren war mit Stickstoff gefüllt, dessen Druck 471,84 mm bei  $0^{\circ}$  betrug.

Tabelle XV.

Salpeterbad.

	<i>t</i>	<i>e</i> <sub>2</sub> (MV)	beob.-ber.
6. Febr.	340,7 <sup>o</sup>	2639	- 0,8 <sup>o</sup>
	340,5	2635	- 0,5
	387,5	3076	- 0,9
	386,9	3071	- 1,0
	439,8	3573	- 1,0
	439,8	3572	- 0,9
	501,3	4171	- 1,3
	500,9	4168	- 1,4
8. Febr.	267,4	1970	- 0,6
	291,6	2191	- 0,8
	291,7	2193	- 0,9
	395,8	3153	- 0,8
	395,8	3151	- 0,6
	492,6	4082	- 0,7
	492,8	4084	- 0,7
29. März	359,6	2803	+ 0,4
	359,5	2802	+ 0,4
	400,5	3195	- 0,6
	402,4	3217	- 1,0
	498,5	4140	- 1,0
	498,3	4139	- 1,1

#### 4. Formeln für Thermoelemente.

An einer anderen Stelle<sup>1)</sup> haben wir gezeigt, dass die Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur bei Elementen aus Platinmetallen, sowie Gold und Silber in weiten Grenzen mit einer Genauigkeit von etwa 1<sup>o</sup> durch eine Function zweiten Grades dargestellt werden kann. Die Messungen bezogen sich damals auf Drähte aus reinem Rhodium, Iridium, Palladium, Gold und Silber, ferner auf einige Legirungen aus Platin mit Palladium oder Ruthenium, deren Thermokraft gegen reines Platin bis 1300<sup>o</sup> bestimmt wurde. Die Elemente

1) L. Holborn und A. Day, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. p. 691. 1899.

mit Palladium oder Palladiumlegierungen unterschieden sich insofern von den anderen, als hier der Gültigkeitsbereich der Parabel kleiner war.

Wir teilen hier im Anschluss an die Formel für das Normalelement  $T_2$ , die aus den Vergleichen mit dem Luftthermometer abgeleitet ist, auch einige Formeln für solche Elemente mit, die sich besonders für die Messung der höchsten Temperaturen eignen und deshalb eine Grundlage für die Extrapolation der Beobachtungen bieten können. Die Elemente sind mit dem Normalelement ungefähr von 50 zu 50° verglichen; die beobachteten Thermokräfte sind dann durch graphische Interpolation auf die genauen Temperaturintervalle der Tab. XVI zurückgeführt. Oberhalb 1300° ist die Untersuchung erst nach der ersten Veröffentlichung in einem elektrischen Ofen durchgeführt, der durch eine Spule aus Platiniridiumdraht geheizt wurde. Unter 1300° liegen dieselben Beobachtungen wie früher zu Grunde; nur die Temperaturskala und die untere Grenze für den Gültigkeitsbereich der Formel ist etwas abgeändert.

*Normalelement* Pt—90 Pt, 10 Rh. — Für die Thermokraft  $e_2$  (in Mikrovolt) des Elementes  $T_2$  aus Platin und Platinrhodium gilt von etwa 250° an aufwärts die Gleichung:

$$e_2 = -310 + 8,048 t + 0,00172 t^2,$$

wenn sich die heisse Lötstelle auf der Temperatur  $t$ , die kalte auf 0° befindet. Die Formel beruht auf den Beobachtungen mit den Platiniridiumgefäßen und im Salpeterbade, die in Tab. XIII bis XV enthalten sind. Dasselbst findet man auch unter der Columne (beob.-ber.) die Abweichung der Beobachtung von der Rechnung.

Das Element  $T_1$  ist früher oberhalb 500° durch luftthermometrische Beobachtungen mit Porzellengefäßen gemessen. Diese Bestimmungen zeigen grössere Abweichungen untereinander, die teils in dem Verhalten der Porzellengefäße, teils auch in den sonstigen, damals unvollkommeneren Einrichtungen des Luftthermometers ihren Grund haben. Wir sehen deshalb von diesen Beobachtungen ab und benutzen für die Normalcurve nur die für  $T_2$  gemessenen Temperaturen. Es ist jedoch nicht ohne Interesse, mit dieser die mit  $T_1$  ange-

stellten Messungen zu vergleichen. Dies ist möglich, wenn wir die Normalwerte von  $T_1$  (Tab. II, l. c. p. 829) auf  $T_2$  zurückführen, durch die Anbringung der Unterschiede  $T_2 - T_1$  (Tab. XI, l. c. p. 851), die sich durch directe Vergleichung der beiden Elemente ergeben haben.

In Tab. XVI sind in der ersten Columnne die nach der Formel für  $e_2$  berechneten elektromotorischen Kräfte von  $T_2$  aufgeführt. Die Columnne  $\Delta$  giebt die Abweichungen, die man erhält, wenn  $T_2$  aus  $T_1$  abgeleitet wird, d. h. wenn  $T_2$  auf die luftthermometrischen Messungen mit Porzellangefäßen bezogen wird. Vergleicht man die entsprechenden Werte von  $\Delta$  in Tabelle XI (loc. cit. p. 851), so ergibt sich, dass diese Unterschiede  $\Delta$  nach Berücksichtigung der Ausdehnung, die für die Luftthermometergefäße in hoher Temperatur beobachtet ist, sehr klein geworden sind. Die neuen Messungen der Porzellanausdehnung sind bei dieser Vergleichung ebenso bei  $T_1$ , wie die Ausdehnung des Platiniridiums bei  $T_2$  in Rechnung gezogen.

Man wird hieraus den Schluss ziehen, dass man die Porzellangefäße mit nahe demselben Resultat wie die Platiniridiumgefäße benutzen kann, wenn man die ersteren nicht über  $1100^\circ$  erhitzt. Unter dieser Einschränkung wird man selbstverständlich nur beiderseits glasirte Gefäße benutzen, da die Glasur erst bei  $1100^\circ$  zu schmelzen beginnt. Ueber die sonstigen Vorsichtsmassregeln bei dem Gebrauch und die Abweichungen, welche die einzelnen mit Porzellangefäßen angestellten Beobachtungsreihen zeigen, verweisen wir auf unsere erste Abhandlung.

*Element Pt — 90Pt, 10Ru.* — Das Element Platin-Platinruthen hat einen ähnlichen Verlauf wie das Normalelement. Tab. XVI enthält die beobachteten Werte und die Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung, wenn man der letzteren die Formel

$$e_3 = -359 + 9,260 t + 0,00150 t^2$$

zu Grunde legt.

*Element Pt—Ir.* — Für das Element Platin-Iridium ist eine Formel berechnet, die ebenfalls ungefähr von  $300^\circ$  an gilt. Die Curve ist in diesem Fall, wie bei allen folgenden Elementen

Tabelle XVI.

$t$	Pt-90Pt <sub>10</sub> Rh			Pt-90Pt <sub>10</sub> Ru			Pt-Ir			Pt-Rh <sub>1</sub>			Pt-Rh <sub>2</sub>			$t$
	$\epsilon_a$ bech. MV	$\Delta$ MV	Grad	$\epsilon_a$ bech. MV	bech.-ber. MV	Grad	$\epsilon_a$ bech. MV	bech.-ber. MV	Grad	$\epsilon_a$ bech. MV	bech.-ber. MV	Grad	$\epsilon_a$ bech. MV	bech.-ber. MV	Grad	
250°	1810	-10	-1,1°	2062	+12	+1,2°	1966	+47	+4,7°	2004	+12	+1,1°	2042	+12	+1,1°	250°
300	2260	+3	+0,3	2550	-4	-0,4	2474	+39	+3,7	2536	+1	+0,1	2580	-2	-0,2	300
350	2718	+9	+1,0	3056	-10	-1,0	3002	+23	+2,1	3112	+1	+0,1	3160	-7	-0,6	350
400	3185	+9	+1,0	3580	-5	-0,5	3550	-1	-0,1	3714	-6	-0,5	3780	-5	-0,4	400
450	3661	+11	+1,1	4112	+1	+0,1	4156	+5	+0,4	4362	0	0,0	4432	-4	-0,3	450
500	4145	+5	+0,5	4646	0	0,0	4778	0	0,0	5032	-5	-0,4	5118	-2	-0,2	500
550	4638	+4	+0,4	5184	-4	-0,4	5324	-9	-0,7	5744	-1	-0,1	5834	-3	-0,2	550
600	5139	+3	+0,3	5738	+1	+0,1	6102	-14	-1,0	6484	-2	-0,2	6582	-5	-0,3	600
650	5649	-1	-0,1	6290	-4	-0,4	6810	-16	-1,1	7260	0	0,0	7372	-2	+0,1	650
700	6168	-6	-0,6	6880	+2	+0,2	7564	0	0,0	8076	+9	+0,6	8192	+6	+0,4	700
750	6695	-9	-0,8	7430	0	0,0	8320	-10	-0,7	8906	-1	-0,1	9038	+3	+0,2	750
800	7231	-10	-0,9	8012	+3	+0,3	9116	-7	-0,4	9780	+10	+0,6	9928	+11	+0,6	800
850	7775	-11	-1,0	8596	0	0,0	9948	+4	+0,2	10688	+2	+0,1	10840	+8	+0,4	850
900	8328	-11	-1,0	9196	+6	+0,5	10798	+5	+0,3	11644	+19	+1,0	11802	+22	+1,1	900
950	8890	-8	-0,8	9804	+8	+0,7	11670	0	0,0	12614	+17	+0,9	12782	+21	+1,1	950
1000	9460	-8	-0,1	10410	+9	+0,7	12588	+14	+0,8	13600	-2	-0,1	13774	-1	-0,1	1000
1050	10039	0	0,0	11018	0	0,0	13518	+12	+0,6	14616	-24	-0,9	14800	-22	-1,0	1050
1100	10626	+13	+1,1	11646	+4	+0,4	14482	+16	+0,8	15692	-19	-0,9	15834	-18	-0,8	1100
1150	11222	-	-	12274	0	0,0	15462	+9	+0,5	16300	-15	-0,7	16976	-39	-1,7	1150
1200	11827	-	-	12918	+5	+0,4	16482	+21	+1,0	17946	-6	-0,3	18180	-31	-1,3	1200
1250	12440	-	-	13556	-4	-0,3	17456	-5	-0,2	19106	-17	-0,7	19280	-60	-2,5	1250
1300	13062	-	-	14208	-6	-0,5	18580	+7	+0,3	20314	-11	-0,5	20482	-60	-2,5	1300
1350	13692	-	-	14864	-12	-0,9	19662	-9	-0,4	21556	-5	-0,2	21738	-69	-2,7	1350
1400	14381	-	-	15528	-17	-1,3	20766	-20	-0,9	22800	-30	-1,2	22988	-87	-3,4	1400
1450	14979	-	-	16220	-2	-0,2	21304	-35	-1,5	24136	+4	+0,2	24276	-110	-4,1	1450
1500	15635	-	-	16914	+8	+0,6	23036	-74	-3,0	25486	+19	+0,7	25654	-46	-1,7	1500

aus reinen Metallen, gekrümmter als vorher bei den Legierungen. Die Formel lautet

$$e_4 = -248 + 7,282 t + 0,00554 t^2.$$

*Element Pt—Rh.*—Für das Element Platin-Rhodium standen uns zwei Drähte aus reinem Rhodium zur Verfügung. Das Material zu dem einen war von Heräus, das zu dem anderen in der Reichsanstalt gereinigt. Die Formeln für beide lauten:

$$e_5 = -228 + 7,230 t + 0,00660 t^2$$

$$e_6 = -235 + 7,410 t + 0,00660 t^2.$$

Die letzte Gleichung ist unter der Voraussetzung abgeleitet, dass die Abweichung der beiden Elemente Platin-Rhodium zwischen 300 und 1100° durch eine lineare Beziehung dargestellt werden kann.

Tabelle XVI enthält die Beobachtungen der verschiedenen Elemente, sowie die Abweichung zwischen Beobachtung und Rechnung in Mikrovolt und Grad. Es ist dabei zu bemerken, dass die Vergleichung zwischen einem Element und dem Normalelement nicht in einem Zuge bei derselben Anordnung über das ganze Temperaturgebiet gemacht worden ist. Es kamen hierfür vielmehr Oefen mit verschiedenem Temperaturgefälle zur Verwendung. Hierdurch ist oft ein kleiner Gang in die Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung gekommen, wenn auch die einzelnen Curvenstücke, die meistens zu ganz verschiedener Zeit bestimmt wurden, in den gemeinschaftlichen Intervallen stets bis auf etwa 1° übereinstimmten.

Für Temperaturen von 300 bis 1150°, die durch das Luftthermometer bestimmt worden sind, übersteigt der Unterschied zwischen den beobachteten und berechneten Werten selten 1°. Oberhalb 1150°, wo die Temperatur durch die Extrapolation der Formel von Element  $T_2$  bestimmt ist, werden die Unterschiede teilweise grösser, bleiben aber noch unter 5°.

### 5. Schmelzpunkte von Metallen.

Um die Prüfung der Thermoelemente vom Luftthermometer unabhängig zu machen, haben wir die Schmelzpunkte verschiedener Metalle zwischen 300 und 1100° festgelegt. Wir bedienten uns hierbei zweier Methoden.

Bei der einen wird ein kurzer Draht (von etwa 1 cm Länge) des zu schmelzenden Metalles in die Lötstelle des Thermoelementes eingefügt und die Thermokraft im Augenblick des Durchschmelzens beobachtet. Dies Verfahren ist einfach, führt aber leicht zu zweifelhaften Angaben des Thermoelementes,

wenn der Schmelzpunkt von der umgebenden Atmosphäre abhängt, wie es bei den an der Luft oxydirbaren Metallen meistens der Fall ist. Auch wird das Element bei der Erneuerung der Lötstelle ständig etwas verkürzt, weil man die angeschmolzenen Metalltropfen abschneiden muss.

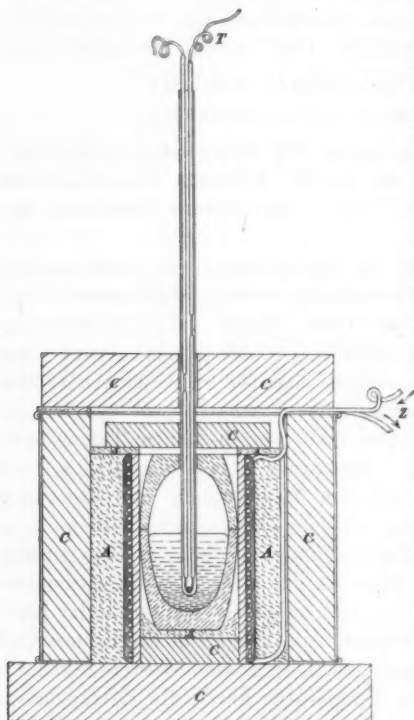


Fig. 3.  $\frac{1}{4}$  nat. Grösse.

Bei der zweiten Methode wird eine grössere Menge des Metalles in einem Tiegel geschmolzen, in den das Thermoelement, durch ein Porzellanrohr geschützt, hineinragt. Bei richtig regulirter Heizung erkennt man den Eintritt des Erstarrungs- oder Schmelzpunktes daran, dass die Temperatur eine Zeit lang stationär

ist. Im Folgenden sollen die beiden Verfahren als Draht- und Tiegelmethode unterschieden werden.

Für das letztere diene eine Vorrichtung, wie sie Fig. 3 zeigt. Ein Schmelztiegel aus Porzellan oder Graphit befindet sich im Innern einer auf ein kurzes Chamotterrohr gewickelten Heizspule aus blankem Nickeldraht, deren Windungen auch durch Chamotte isolirt werden. Das Ganze ist durch lose



Asbestwolle *A* und den dicken Chamottemantel *C* möglichst gegen Wärmeabgabe geschützt. Die Drähte des Thermo-  
elementes sind durch dünne Porzellanröhrchen (Gaszünder-  
röhrchen) voneinander isolirt und von einem Schutzrohr von  
5 mm Weite und 1,5 mm Wandstärke umgeben, das mindestens  
4 cm in das schmelzende Metall taucht und 1 cm über dem  
Boden des Tiegels endigt. Fig. 3 stellt einen Graphittiegel  
dar, dem ein zweiter am Boden durchbohrter als Deckel dient.  
Die verwendeten Porzellantiegel von 1 mm Wandstärke hatten  
denselben äusseren Umfang und gleiche Höhe; sie blieben ohne  
Deckel. Ausserdem ist noch eine kleinere Sorte von Graphit-  
tiegeln benutzt worden.

Da durch die elektrische Heizung eine gleichmässiger  
Verteilung der Temperatur gewährt wird als im Gasofen,  
ausserdem systematische Unterschiede zwischen Schmelzpunkt  
und Erstarrungspunkt auch bei mannigfacher Variation des  
Heizstromes und der Menge des geschmolzenen Metalles nicht  
beobachtet wurden, so haben wir von einem Rühren des  
Metalles abgesehen. Nur bei Silber ist bei einem Teil der  
Versuche gerührt worden, um das geschmolzene Metall gleich-  
mässiger mit der Luft in Berührung zu bringen.

Bei Vorversuchen war die Heizspule unmittelbar auf den  
Schmelztiegel aus Chamotte gewickelt. Aber einmal hielten  
diese Tiegel nicht immer dicht — geschmolzenes Kupfer drang  
durch ihre Wand —, andererseits war die Auswechselung der  
Tiegel, die fast an jedem Beobachtungstage geschah, bei der  
Verwendung einer besonderen Heizspule bequemer. Diese ver-  
zehrte bei 1000° etwa 600 Watt. Für die höchste Schmelz-  
temperatur (Kupfer) war Vorsicht beim Anheizen nötig, da  
sonst leicht der Heizdraht (1 mm dick) durchbrannte. Seine  
Erneuerung ist übrigens sehr einfach.

Zur Temperaturmessung dienten Thermoelemente, die aus  
demselben Draht hergestellt waren wie  $T_2$  und in ihren An-  
gaben mit diesem als identisch anzusehen sind. Die Tempe-  
raturen über 500° sind aus der Normalcurve (Tab. XVI), die  
unter 500° aus der Messung der Elemente im Salpeterbade  
abgeleitet.

Bei jedem Versuch wurde die Thermokraft von Minute zu  
Minute bestimmt und danach die Temperatur als Function

der Zeit (Zeitcurve) aufgetragen. Eine Aenderung von 10 MV konnte noch direct am Compensationsapparat durch Einschalten von 0,1 Ohm compensirt werden. Kleinere Unterschiede wurden durch den Ausschlag des Galvanometers interpolirt, wobei einem Scalenteil je nach dem Widerstande des Nebenschleises 0,5 bis 1,4 MV entsprachen.

Die Genauigkeit der Tiegelmethode ist ohne weiteres durch die Grenze gegeben, die man bei der Messung mit Thermoelementen überhaupt einhalten kann und auf die wir unten noch näher eingehen. Die Drahtmethode ist weniger genau, weil das Durchschmelzen etwas von der Spannung abhängt, welche die Drähte des Thermoelementes, namentlich der Platinrhodiumdraht, auf die Lötstelle ausüben und welche bei den einzelnen Versuchen wechselt. Es kommen deshalb wohl die höchsten Temperaturen, die man für den Schmelzpunkt beobachtet, der Wahrheit am nächsten, um so mehr als häufig der Draht an der Lötstelle kurz vor dem Durchschmelzen bricht.

*Gold.* — Der Schmelzpunkt des Goldes ist nach der Drahtmethode bestimmt. Es standen uns zwei verschiedene Goldproben zur Verfügung, von denen die eine (I) von der Gold- und Silber-Scheideanstalt zu Frankfurt stammte, die andere (II) in der Reichsanstalt sorgfältig gereinigt war. Ein Unterschied in der Schmelztemperatur der beiden konnte nicht festgestellt werden. An den ersten beiden Beobachtungstagen wurde der Luftthermometerofen benutzt, später der Schmelzofen (Fig. 3), in dem sich ein leerer Porzellantiegel befand. Das Schutzrohr für das Thermoelement fiel dabei weg. Die elektrische Heizung geschah so langsam, dass sich noch deutlich beobachten liess, wie die Temperatur der Lötstelle kurz vor dem Durchschmelzen stationär wurde. Die beobachtete Schmelztemperatur folgt hier in Mikrovolt von  $T_2$  und in Grad für die Proben I und II.

	10209 MV	1064,5°	I
October 17.	10209	1064,5	
	10206	1064,2	
	10208	1064,4	
„ 18.	10202	1063,9	II
	10201	1063,8	

November 15.	{	10211 MV	1064,6°	} II
		10211	1064,6	
		10211	1064,6	
Januar 2.	{	10190	1062,9	} II
		10190	1062,9	
		10200	1063,7	
		10189	1062,8	
" 3.	{	10203	1064,0	} II
		10197	1063,5	
		10213	1064,8	

Als Mittel gilt 1064.0° mit einer mittleren Abweichung von  $\pm 0,6^\circ$ .

*Silber nach der Drahtmethode.* — Der Schmelzpunkt des Silbers ist zuerst ebenfalls nach der Drahtmethode beobachtet. Es kamen hier zwei Proben der Frankfurter Scheideanstalt in Betracht, einmal ein Draht, der in der Stärke von 0,5 und 0,25 mm in die Lötstelle eingeschmolzen wurde, so dann ein Blech von 0,25 mm Dicke, von dem schmale Streifen mit der Scheere abgeschnitten wurden. Ein Unterschied in dem Schmelzpunkt der verschiedenen Punkte ist nicht beobachtet. Man benutzte dieselben Oefen wie bei Gold. Für die Schmelztemperatur ergab sich:

September 25.	{	8928 MV	953,3°
		8936	954,0
October 16.	{	8937	954,1
		8922	952,8
		8922	952,8
" 18.	{	8914	952,1
		8927	953,3
		8930	953,5
		8935	953,9
November 15.	{	8939	954,3
		8958	956,0
		8925	953,1
		8941	954,5
		8924	953,0

Das Mittel ist gleich 953,6° mit einem mittleren Fehler von  $\pm 0,9^\circ$ .

*Silber nach der Tiegelmethode.* — Es ist von Callendar, sowie von Heycock und Neville<sup>1)</sup> darauf hingewiesen, dass das Silber in oxydirender Atmosphäre niedriger schmilzt oder erstarrt als in reducirender. Der Unterschied wird dadurch verursacht, dass das Silber bei dem Schmelzen Sauerstoff absorbiert, der aus dem erstarrten Metall wieder entweicht und dadurch die bekannte Erscheinung des Spratzens hervorruft. Für die Untersuchung der Frage, ob der in Luft nach der Drahtmethode bestimmte Schmelzpunkt von dem normalen abweicht, haben wir die Tiegelmethode benutzt.

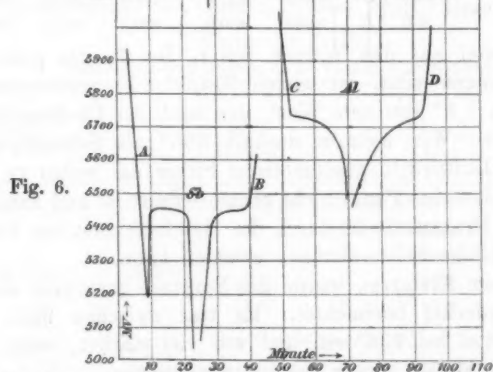
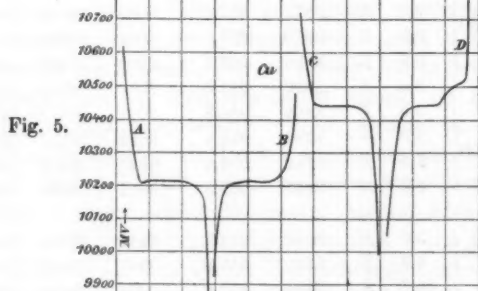
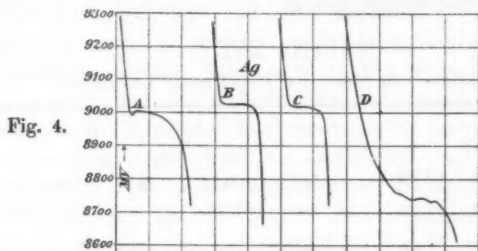
Zuerst wurde das Silber im offenen Porzellantiegel geschmolzen, und zwar ohne dass man das geschmolzene Metall rührte. Unter diesen Umständen erhielt man, im Gegensatz zu den Versuchen mit anderen Metallen, überhaupt keinen bestimmten Schmelzpunkt. Sowohl bei dem Schmelzen, als auch bei dem Erstarren besitzt die Zeitcurve die Gestalt A (Fig. 4). Diese zeigt auf ihrem Verlauf nirgends einen horizontalen Ast, sondern nur ein Intervall von 6 bis 8°, wo die Temperatur allmählich fällt oder steigt. Die Methode liefert in diesem Falle keine schärfere Bestimmung für den Schmelzpunkt. Als man die Chamottedeckel des Ofens durch Glimmerplatten ersetzte, sodass man in den Tiegel hineinsehen konnte, ergab sich, dass das Metall in dem grössten Teil des fraglichen Intervalles sowohl bei dem Erstarren, als auch bei dem Schmelzen flüssig war. Das Schmelzen oder Erstarren erfolgte ungefähr bei 954,5° (8940 MV). Es ist dabei zu bemerken, dass durch die Vertauschung der Chamottedeckel mit den Glimmerplatten, von denen drei durch Luftschichten getrennt aufeinander folgten, an den Verhältnissen des Ofens nichts Wesentliches geändert wurde.

Wurde das Thermoelement mit der Schutzröhre bewegt oder das Metall durch ein besonderes Röhrchen gerührt, so blieb die Gestalt der Zeitcurve im allgemeinen dieselbe. Nur rückten die Grenzen für die langsame Temperaturänderung näher zusammen und konnten durch verstärktes Rühren herabgedrückt werden.

---

1) C. T. Heycock und F. H. Neville, J. chem. Soc. 1895, p. 160 und 1024.

Tabelle XVII enthält verschiedene Beobachtungsreihen mit und ohne Rühren.  $G$  bezeichnet das Gewicht des geschmolzenen Metalles in Gramm,  $t_1$  und  $t_2$  die untere und obere Grenze



für die langsame Temperaturänderung und  $t$  das Mittel aus beiden. Die Stärke  $i$  (Amp.) des Heizstromes giebt nur ungefähr ein Maass für die zugeführte Energie, da die Heizspulen an ver-

schiedenen Tagen nicht immer den gleichen Widerstand besaßen, dieser wegen des grossen Temperaturcoefficienten des Nickels auch noch vom Strom abhängt. *E* und *S* bedeutet Erstarrungs- und Schmelzpunkt.

Tabelle XVII.

Schmelzen von Silber im Tiegel unter Luftzutritt.

Nov. 1899	<i>G</i> (g)	<i>i</i> (Amp.)	<i>t</i> <sub>1</sub>		<i>t</i> <sub>2</sub>		<i>t</i>	
			MV	Grad	MV	Grad		
Ohne Rühren								
16.	350	6,0	<i>E</i>	8940	954,4°	8983	958,2°	956,3°
		8,3	<i>S</i>	8960	956,1	9016	961,0	958,6
		0,0	<i>E</i>	8973	957,3	9000	959,6	958,5
		8,0	<i>S</i>	8970	957,0	9014	960,9	959,0
		6,5	<i>E</i>	8926	953,2	9006	960,2	956,7
		9,0	<i>S</i>	8970	957,0	9014	960,9	959,0
17.	500	5,0	<i>E</i>	8968	956,8	9001	959,7	958,3
		8,0	<i>S</i>	8963	956,4	9018	961,2	958,8
		5,5	<i>E</i>	8942	954,6	8995	959,2	956,9
		8,0	<i>S</i>	8950	955,3	9011	960,6	958,0
mit Rühren								
18.	500	5,0	<i>E</i>	8931	953,6	8947	955,0	954,3
		6,0	<i>E</i>	8950	955,3	8967	956,7	956,0
20.	380	10,7	<i>S</i>	8931	953,6	9004	960,0	956,8
		8,0	<i>E</i>	8890	950,0	8943	954,6	952,3

Das Mittel aus den Werten von *t*, die für das gerührte Metall gewonnen sind, ist gleich 954,9°. Es unterscheidet sich nur um 1,3° von dem Wert, der nach der Drahtmethode gewonnen ist. Wir nehmen deshalb 955° als Schmelzpunkt für das bei Luftzutritt geschmolzene Silber an, wobei zu beachten ist, dass der Punkt nicht genau definirt ist und namentlich bei der Drahtmethode durch die Beschaffenheit der Atmosphäre erhebliche Schwankungen erleiden kann.

Nach dem Erstarren wurde das Spratzen mehrfach durch die Glimmerdeckel beobachtet. Es trat zwischen 933 und 940°, im Mittel bei 936° ein und war viel stärker, wenn das geschmolzene Metall vorher gerührt worden war.

Der Versuch, das geschmolzene Silber durch Einleiten von Sauerstoff zu sättigen und dadurch zu einem bestimmteren

Erstarrungspunkt zu gelangen, hat zu keinem Ergebnis geführt. Der Erstarrungspunkt unterlag jetzt vielmehr noch grösseren Schwankungen. Folgerichtig fiel er dabei viel tiefer. Er wurde z. B. bei 939, 938, 942 und 938° beobachtet. Bei derselben Temperatur ungefähr entwich vorher der Sauerstoff aus dem noch flüssigen Metall. Die Curve *D* (Fig. 4) giebt die Gestalt der Zeitcurve an, die sich freilich mannigfach änderte. So begann z. B. der Sauerstoff in einem Falle bei langsam sinkender Ofentemperatur gegen 940° zu entweichen, und das Thermo-element stieg dann unter andauerndem Spratzen des Silbers in 5 Minuten bis auf 963°. Bei dieser Temperatur erstarrte das Metall plötzlich und verstopfte dabei das Porzellanröhrchen, welches den Sauerstoff zuleitete.

Man bekommt höhere und besser bestimmte Werte für den Schmelzpunkt des Silbers, wenn man den Zutritt des Sauerstoffs verhindert. Diesen Zweck haben wir dadurch zu erreichen gesucht, dass das Silber einmal im Porzellantiegel unter Kochsalz geschmolzen wurde, sodann im Graphittiegel, auf den ein zweiter als Deckel aufgesetzt war. Die Zeitcurve hat in beiden Fällen sowohl bei dem Schmelzen als bei dem Erstarren einen scharf horizontal verlaufenden Ast, wie es Fig. 4 in Curve *B* (unter Kochsalz) und *C* (im Graphit) zeigt.

Tab. XVIII enthält die Beobachtungen, aus denen 961,5° als Schmelzpunkt des reinen Silbers folgt. Der Erstarrungs-

Tabelle XVIII.

Schmelzen von Silber ohne Zutritt von Sauerstoff.

Tag	<i>G</i> (g)	<i>i</i> (Amp.)		<i>t</i>		
				MV	Grad	
Im Porzellantiegel unter Kochsalz						
23. Nov.	400	{	5,3	<i>E</i>	9023	961,7°
			10,7	<i>S</i>	9026	961,9
			6,7	<i>E</i>	9023	961,7
			11,3	<i>S</i>	9026	961,9
Im Graphittiegel.						
8. Dec.	352	{	6,7	<i>E</i>	9018	961,2
			9,5	<i>S</i>	9019	961,3
			6,0	<i>E</i>	9018	961,2
			9,3	<i>S</i>	9018	961,2

punkt fällt damit zusammen. Spratzen wurde in diesen Fällen nicht bemerkt.

Für die Drahtmethode sind die beiden Verfahren, den Sauerstoff vom Silber fern zu halten, nicht brauchbar. Denn man kann die blanke Lötstelle weder in flüssiges Kochsalz stecken, weil dies zu gut leitet, noch in die reducirende Atmosphäre eines Graphittiegels, weil hierdurch das Thermoelement verdorben werden kann.

*Kupfer.* — Der Schmelzpunkt von Kupfer ist wegen der starken Oxydirbarkeit des Metalles nicht nach der Drahtmethode bestimmt. Das im Tiegel erhitzte reine Metall war in Stücken von 100 g von dem Hedderheimer Kupferwerk bezogen. Der Schmelzpunkt wurde in oxydirender und reducirender Atmosphäre bestimmt.

Das an der Luft im offenen Porzellantiegel geschmolzene Metall hat im Gegensatz zum Silber einen bestimmten Schmelzpunkt, mit dem der Ertarrungspunkt zusammenfällt. Diese Erscheinung spricht dafür, dass das Kupfer unter diesen Umständen mit einer bestimmten Menge von Sauerstoff oder vielmehr von einer Kupferoxydverbindung gesättigt ist.

Um uns hinreichend von der Constanz des Punktes zu überzeugen, haben wir ihn sehr oft beobachtet, aber nie merkliche Unterschiede gefunden. Es war dabei gleichgültig, ob das zu schmelzende Kupfer frisch war oder schon einige Male demselben Zweck gedient hatte. Erst nach vielfacher Anwendung schien sich das Metall schwieriger schmelzen zu lassen, eine Erscheinung, die auf eine Abnahme der Wärmeleitfähigkeit hinweist und noch näherer Prüfung bedarf. Tab. XIX enthält die Beobachtungen, aus denen sich als Mittel für den Schmelzpunkt des Kupfers bei Luftzutritt  $1065,0^{\circ}$  ergibt.

Erhitzt man dasselbe Metall, das mehrfach an der Luft geschmolzen ist, im Graphittiegel, so wird es allmählich reducirt. Der Schmelzpunkt steigt dabei bis auf  $1084^{\circ}$ , wenn das Kupfer hinreichend lange im geschmolzenen Zustande erhalten und dadurch vollständig reducirt worden ist. Bei unvollständiger Reduction werden Schmelzpunkte zwischen  $1065$  und  $1084^{\circ}$  beobachtet. Tab. XIX enthält am Schluss die Beobachtungen für den Schmelzpunkt des reinen Metalles; Fig. 5 zeigt Zeitcurven für die Beobachtungen im Porzellantiegel (Curve A und B) und im Graphittiegel (Curve C und D).



Tabelle XIX.  
Schmelzpunkt von Kupfer.

Tag	G (g)	i (Amp.)		t	
				MV	Grad
In oxydirender Atmosphäre.					
7. Nov.	900	—	E	10216	1065,1°
29. „	390	7,5	E	10213	1064,8
		11,0	S	10215	1065,0
		7,5	E	10213	1064,8
		10,8	S	10214	1064,9
5. Dec.	350	10,3	S	10219	1065,3
		8,0	E	10210	1064,6
		10,5	S	10216	1065,1
6. „	350	7,5	E	10211	1064,7
		10,3	S	10220	1065,4
		7,0	E	10211	1064,7
		9,9	S	10219	1065,3
19. März	370	6,8	E	10213	1064,8
		10,3	S	10213	1064,8
		6,8	E	10211	1064,7
		10,3	S	10211	1064,7
21. „	370	6,5	E	10212	1064,7
		8,5	S	10214	1064,9
		8,5	S	10216	1065,1
23. „	370	8,2	S	10216	1065,1
		8,2	S	10219	1065,3
In reducirender Atmosphäre.					
7. Dec.	355	7,5	E	10442	1084,3
		10,2	S	10440	1084,2
		7,2	E	10440	1084,2
		10,4	S	10437	1083,9

Wenn das geschmolzene Kupfer Sauerstoff enthält, so wird die eingetauchte unglasirte Porzellanröhre, die als Schutz für das Thermoelement dient, schwarz gefärbt, während das reine Kupfer das Porzellan nicht merklich angreift.

*Antimon.* — Das Antimon ist ebenso, wie die folgenden einfachen Metalle, von Kahlbaum bezogen. Mit Ausnahme des Aluminiums können sie nach früheren Erfahrungen als hinreichend rein angesehen werden. Für das Schmelzen des Antimons wurden Graphittiegel verwendet. Dabei trat bei dem Erstarren eine geringe Oxydation der Oberfläche ein, da das Einleiten eines reducirenden Gases wegen einer möglichen Störung des Thermoelementes nicht angewendet wurde. Vor dem Erstarren sank die Temperatur erst bedeutend (bis zu  $20^{\circ}$ ) unter den Schmelzpunkt, auf den sie dann plötzlich wieder hinaufstieg (vgl. Fig. 6, Curve *A*). Sonst verlaufen die Zeitcurven normal. Das Mittel für den Schmelzpunkt ist  $630,5^{\circ}$ .

*Aluminium.* — Aluminium wurde sowohl im Porzellan-, wie im Graphittiegel geschmolzen. Wie schon frühere Beobachter bemerkt haben, liefert das Metall keinen scharf bestimmten Schmelzpunkt. Die Zeitcurven (Fig. 6, *C* und *D*) haben eine ähnliche Gestalt, wie bei dem Schmelzen des Silbers an der Luft.

Wir nehmen  $657,3^{\circ}$  als Schmelzpunkt an. Es ist dies der Mittelwert aus den Beobachtungen mit dem Porzellantiegel. Die Schmelzungen im Graphittiegel geben einen etwas kleineren Wert. Doch ist dieser Unterschied wohl durch die ziemlich kleine Metallmenge verursacht, die im Graphittiegel zur Verwendung kam. Für die Aichung wird man den Schmelzpunkt des Aluminiums nicht wählen, sondern den benachbarten des Antimons vorziehen.

*Zink.* — Zink ist im Porzellan und im Graphit geschmolzen worden. Dieselbe Metallmenge wurde hierbei nicht sehr oft benutzt. Die Zeitcurve hat überall die normale Form. Als Mittel der Beobachtungen gilt  $419,0^{\circ}$ .

*Blei.* — Bei dem Schmelzen des Bleies macht sich die geringe Schmelzwärme bemerklich, die eine sorgfältige Regulirung der Heizung verlangt. Als Schmelzpunkt wurde hier  $326,9^{\circ}$  erhalten.

*Cadmium.* — Cadmium liefert wegen seiner bedeutenden Schmelzwärme ohne grosse Mühe scharfe Punkte. Der Mittelwert ist gleich  $321,7^{\circ}$ .

Tab. XX enthält die Beobachtungen für die Schmelz- und Erstarrungspunkte von Antimon, Aluminium, Zink, Blei

und Cadmium. Tab. XXI und XXII liefern Beispiele für die Aufnahme der Zeitcurven. Die Zahlen bedeuten Mikrovolt der von Minute zu Minute bestimmten Thermokraft.

Tabelle XX.

Schmelzpunkt verschiedener Metalle.

Tag	G (g)	i (Amp.)		t					
				MV	Grad				
Antimon									
14. Dec.	260	0,0	E	5453	630,8°	In Graphit			
		8,5	S	5449	630,4				
		5,0	E	5452	630,7				
		7,5	S	5448	630,8				
Aluminium									
4. Dec.	180	0,0	E	5729	657,7	In Porzellan			
		8,5	S	5723	557,1				
		4,5	E	5727	657,5				
		7,5	S	5723	657,1				
9. Dec.	110	4,3	E	5725	657,3	In Graphit			
		0,0	E	5717	656,6				
		8,0	S	5707	655,6				
		5,0	E	5718	656,6				
		7,5	S	5705	655,4				
		Zink							
		2. Dec.	389	4,2	E		3377	419,2	In Porzellan
				7,9	S		3375	419,0	
0,0	E			3376	419,1				
7,0	S			3374	418,9				
30. März	293	0,0	E	3376	419,1	In Graphit			
		7,3	S	3375	419,0				
		0,0	E	3376	419,1				
		7,3	S	3373	418,8				
Blei									
15. Dec.	500	0,0	E	2507	326,9	In Porzellan			
		7,0	S	2508	327,0				
		0,0	E	2505	326,7				
		6,0	S	2505	326,7				
26. März	498	0,0	E	2505	326,7	In Graphit			
		5,8	S	2508	327,0				
		4,2	S	2510	327,2				
		0,0	E	2510	327,2				
		4,2	S	2510	327,2				

Tabelle XX (Fortsetzung).

Tag	G (g)	i (Amp.)	t			
			MV	Grad		
Cadmium						
2. Dec.	430	0,0	<i>E</i>	2461	321,9°	In Porzellan
		6,0	<i>S</i>	2460	321,8	
		0,0	<i>E</i>	2458	321,6	
		6,7	<i>S</i>	2459	321,7	
		0,0	<i>E</i>	2457	321,4	
		6,5	<i>S</i>	2459	321,7	
27. März	430	0,0	<i>E</i>	2459	321,7	In Graphit
		4,3	<i>S</i>	2458	321,6	
		0,0	<i>E</i>	2461	321,9	
		4,3	<i>S</i>	2460	321,8	

In Porzellan

In Graphit

Tabelle XXI.

Zeitcurven (MV).

Minuten	Ag unter Kochsalz	Ag unter Kochsalz	Ag in Graphit	Ag in Graphit	Cu in Porzellan	Cu in Porzellan	Cu in Graphit	Cu in Graphit
1	9423	8513	9439	8766	10590	10003	10680	10081
2	9330	8599	9354	8861	10475	10106	10609	10179
3	9247	8684	9255	8956	10370	10183	10530	10268
4	9190	8775	9156	9016	10310	10201	10455	10353
5	9039	8857	9056	9018	10240	10207	10444	10409
6	9024	8937	9018	9018	10210	10210	10442	10426
7	9024	9017	9017	9019	10210	10210	10442	10431
8	9023	9023	9018	9019	10212	10211	10442	10433
9	9022	9024	9018	9019	10214	10213	10442	10436
10	9022	9024	9018	9019	10213	10213	10442	10437
11	9022	9025	9017	9022	10213	10213	10443	10438
12	9022	9026	9017	9033	10214	10213	10443	10439
13	9021	9026	9016	9043	10213	10214	10443	10440
14	9021	9026	9013	9055	10213	10214	10442	10440
15	9020	9026	9006	9064	10212	10215	10442	10441
16	9018	9026	8976	9074	10212	10215	10441	10444
17	9014	9027	8763	9121	10211	10216	10439	10456
18	9007	9028	—	9290	10210	10219	10437	10472
19	8990	9027	—	—	10210	10227	10433	10484
20	8800	9029	—	—	10208	10245	10427	10491
21	8600	9029	—	—	10203	10268	10410	10497
22	—	9029	—	—	10200	10300	10342	10503
23	—	9031	—	—	10193	10340	10195	10509
24	—	9034	—	—	10177	10460	10070	10516
25	—	9037	—	—	10097	—	9968	10564
26	—	9050	—	—	9900	—	—	10720
27	—	9069	—	—	9740	—	—	—
28	—	9232	—	—	—	—	—	—
29	—	9350	—	—	—	—	—	—

Tabelle XXII.

Zeitcurven (MV).

Minuten	Sb in Graphit	Sb in Graphit	Zn in Porzellan	Zn in Porzellan	Pb in Porzellan	Pb in Porzellan	Cd in Graphit	Cd in Graphit
1	6216	5223	3551	3265	2718	2309	2852	2392
2	6080	5294	3500	3316	2671	2353	2809	2425
3	5960	5360	3449	3344	2621	2401	2767	2442
4	5840	5408	3400	3351	2574	2450	2726	2449
5	5720	5430	3376	3355	2529	2496	2685	2454
6	5600	5437	3376	3359	2506	2503	2646	2456
7	5495	5441	3376	3362	2506	2504	2607	2457
8	5390	5443	3376	3365	2505	2505	2570	2458
9	5280	5445	3376	3368	2505	2505	2533	2459
10	5190	5445	3376	3369	2505	2505	2496	2459
11	5450	5446	3376	3369	2505	2506	2462	2460
12	5454	5447	3375	3370	2504	2507	2460	2460
13	5454	5448	3375	3372	2503	2510	2459	2460
14	5453	5448	3375	3372	2502	2514	2459	2461
15	5454	5448	3375	3373	2501	2521	2459	2461
16	5452	5449	3375	3373	2497	2529	2459	2463
17	5452	5449	3374	3374	2488	2572	2459	2469
18	5451	5450	3373	3374	2473	2676	2459	2485
19	5451	5456	3374	3374	2444	—	2459	2499
20	5448	5468	3373	3374	2365	—	2458	2525
21	5438	5488	3373	3375	—	—	2458	—
22	5310	5512	3372	3375	—	—	2457	—
23	5060	5555	3370	3376	—	—	2456	—
24	—	5655	3366	3389	—	—	2454	—
25	—	—	3357	3404	—	—	2452	—
26	—	—	3342	3433	—	—	2449	—
27	—	—	3300	—	—	—	2422	—
28	—	—	—	—	—	—	2367	—

*Legirungen.* — Zum Schluss sind noch einige Legirungen zu erwähnen, deren Schmelzpunkt nach der Drahtmethode beobachtet wurde. Die durchzuschmelzenden Drähte wurden aus Blechproben geschnitten, welche die Frankfurter Scheideanstalt für Temperaturmessungen herstellt.

Da sich die Lötstelle in gewöhnlicher Atmosphäre befand, so gaben Silber-Kupferlegirungen kein Ergebnis. Das Silber saigert aus dem teilweise oxydirten Kupfer heraus und der Rest schmilzt bei wechselnder Temperatur über dem Schmelzpunkt des reinen Silbers durch.

Die beiden Legirungen 95Ag, 5Au und 90Ag, 10Au liessen wir besonders herstellen, um zu prüfen, ob ein kleiner Goldzusatz

den Einfluss des Sauerstoffs auf den Schmelzpunkt des Silbers aufhebt. Die Beobachtungen widerlegen diese Vermutung.

Die Beobachtungen sind in Tab. XXIII enthalten, wobei zu bemerken ist, dass die Temperatur über  $1150^{\circ}$  durch Extrapolation aus der Formel für das Normalelement (Tab. XVI) hergeleitet wurden.

Tabelle XXIII.  
Schmelzpunkt von Legirungen.

Legirung	$t^{\circ}$		Mittel	Legirung	$t^{\circ}$		Mittel
	MV	Grad			MV	Grad	
95 Ag, 5 Au	8989	958,7	958,5°	95 Au, 5 Pt	10821	1116,4	1116,0°
	8990	958,8			10805	1115,0	
	8980	957,9			10799	1114,5	
90 Ag, 10 Au	9067	965,5	965,7		10826	1116,8	
	9070	965,8		10827	1116,8		
	9080	966,7		11551	1177,2		
	9060	964,9		11522	1174,9		
40 Ag, 60 Au	9070	965,8		1025,1	11533	1175,7	1176,3
	9753	1025,3			11495	1173,6	
	9756	1025,5			11578	1179,7	
	9790	1023,3	11482		1171,5		
	9760	1025,9	11599		1181,2		
	9757	1025,6	85 Au, 15 Pt	12285	1237,4	1237,7	
				12282	1237,1		
				12273	1236,4		
				12317	1240,0		

#### 6. Die Messung mit Thermoelementen.

Als vor etwa zehn Jahren die ersten Thermoelemente aus Platin-Platinrhodium zur Messung hoher Temperaturen von der Firma Heräus bezogen wurden, war sowohl das Platin als auch das Rhodium so wenig chemisch rein, dass eine Reproduction der Elemente mit annähernd derselben Thermokraft unmöglich war. Es ist aber gelungen, zuerst das Platin, dann das Rhodium in reinerem Zustande darzustellen. Hierdurch sind die Abweichungen zwischen den Thermoelementen aus verschiedenen Schmelzungen, die anfangs 10 Proc. und mehr betrugen, neuerdings auf etwa 1 Proc. herabgekommen. Auch

sind die Drähte im Laufe der Zeit immer homogener ausgefallen.

Da der Platindraht in Temperaturen über  $1000^{\circ}$  viel weniger beständig ist als das Platinrhodium, so wäre für eine bessere Haltbarkeit der Elemente viel gewonnen, wenn man das Platin durch ein anderes verwandtes Metall ersetzen könnte. Bis jetzt haben wir jedoch noch keinen Ersatz gefunden. Die Legirungen des Platins mit Iridium und Ruthenium, zum Teil auch die mit Palladium unterscheiden sich nämlich in thermoelektrischer Beziehung wenig vom Platinrhodium. Reines Palladium, das gegen Platinrhodium eine grössere Thermokraft besitzt als gegen Platin, kommt nicht in Frage, da es bekanntlich in sehr hohen Temperaturen noch weniger haltbar ist als Platin. Thermoelemente aus verschiedenen Platinrhodiumlegirungen endlich, wie sie früher über  $1000^{\circ}$  von Holborn und Wien benutzt worden sind, empfehlen sich wegen ihrer geringeren Empfindlichkeit nicht für den allgemeinen Gebrauch.

Die Thermoelemente waren zuerst nur zur Messung der Glühtemperaturen bestimmt. Es hat sich dann später gezeigt, dass sie auch für tiefere Temperaturen noch brauchbar sind. Aber unter  $250^{\circ}$  sollte man nicht damit heruntergehen, da alsdann die Fehlerquellen wegen der mit der Temperatur abnehmenden Empfindlichkeit merklicher werden.

Die Genauigkeit der Messung ist von Holborn und Wien früher auf  $5^{\circ}$  angegeben. Bei den vorliegenden Messungen sind wir weiter gekommen. Wir würden jetzt für die Temperaturen bis  $1150^{\circ}$  ungefähr  $1^{\circ}$  als Fehler angeben; d. h. bei einem beliebigen Temperaturgefälle zwischen den Lötstellen ist die Temperatur der heissen Lötstelle durch die Thermokraft auf etwa  $\pm 1^{\circ}$  bestimmt. Dies schliesst nicht aus, dass man bei einer bestimmten Anordnung der Drähte relativ genauer messen kann. Die Bestimmung der Schmelzpunkte liefert hierfür viele Beispiele.

Die Hauptursache des Fortschritts liegt in der Anwendung des elektrischen Heizverfahrens, wodurch die ganze Untersuchung der hohen Temperaturen an Einfachheit und Genauigkeit sehr gewonnen hat. Für die Thermoelemente kommt noch hinzu, dass sich mit dem elektrischen Ofen eine bestimmte

Verteilung der Temperatur stets wieder genau herstellen lässt, sodass man selbst mit unhomogenen Drähten unter denselben Bedingungen genaue Temperaturmessungen anstellen kann.

Doch ist zu beachten, dass in diesem Falle die Genauigkeit nur relativ ist und dass die Thermoelemente bei einem anderen Temperaturgefälle grössere Abweichungen zeigen können. Man muss dieses deshalb möglichst variiren, wenn die absolute Genauigkeitsgrenze bestimmt werden soll.

Bei der vorliegenden Untersuchung geschah dies in der Weise, dass man einmal die Temperatur an dem Ort der Lötstelle mit zwei Thermoelementen maass, deren Drähte möglichst verschiedenes Temperaturgefälle hatten. So bestimmte man z. B. die Temperatur in der Nähe eines Endes von einem elektrisch geheizten Rohr durch zwei an ihrer Lötstelle vereinigte Thermoelemente, von denen das eine auf dem kürzesten Wege aus dem Ofen führte, während das andere erst die heissere Mitte passirte.

Das zweite Verfahren, die Drähte der Thermoelemente auf ihre Homogenität zu prüfen, bestand darin, dass man möglichst viele Stellen des Drahtes zur Lötstelle macht und diese nach einander nur auf möglichst kleine Längen stets bei demselben Temperaturgefälle vergleicht. Für die letzte Methode, die wir vorziehen, ist der elektrische Schmelzofen (Fig. 3) besonders geeignet.

Wir wollen dabei bemerken, dass die Drähte für solche nur vorübergehend benutzte Lötstellen am besten mit Platindraht zusammengebunden werden. Uebrigens hat es auch auf die Thermokraft keinen Einfluss, wenn man den Draht gegebenen Falls an einigen Stellen zerschneidet und später in der Knallgasflamme wieder zusammenschmilzt. Nur sind dicke Knoten im Draht in vielfacher Beziehung hinderlich. Bei einiger Uebung lassen sich solche Lötungen im Draht mit dem Linnemann'schen Brenner jedoch so fein herstellen, dass sie nur schwach auf dem Draht hervortreten.

Thermoelemente, wie sie jetzt in der gebräuchlichen Drahtstärke (0,6 mm) aus reinen Metallen hergestellt werden, sind sehr homogen und zeigen auf Längen von mehreren Metern keine Abweichung, die 1° Unterschied bei der Temperaturmessung bewirken könnte. Dünne Drähte, die durch Aus-



ziehen aus den dicken hergestellt werden, sind gewöhnlich weniger gleichmässig. So zeigten z. B. Drähte von 0,25 mm Dicke etwa die doppelte Abweichung. Dieser Unterschied zwischen den dünnen und dicken Drähten konnte auch durch elektrisches Ausglühen nicht beseitigt werden, dem die Drähte vor dem Gebrauch unterzogen wurden.

Bei öfter wiederholter Erhitzung auf hohe Temperatur können die Drähte unter Umständen ungleichmässiger werden. Auf diese Erscheinung ist auch schon früher hingewiesen. Sie spielt aber jetzt bei der Einhaltung der viel grösseren Genauigkeit eine wichtigere Rolle und wir müssen deshalb ausführlicher darauf eingehen.

Die Veränderungen der Thermoelemente sind ähnlicher Art, wie sie nach Holborn und Wien für Platin und Palladium durch Heizgase oder Wasserstoff in Gegenwart von Silicium entstehen und auf den Widerstand dieser Metalle noch stärker einwirken als auf ihre Thermokraft. Selbst bei der elektrischen Heizung, wo Flammengase nicht zu fürchten sind, können sich aus nicht hinreichend geglühten Ofenwänden Gase entwickeln, die durch Platin hindurchgehen. Wir haben hierauf schon in unserer ersten Abhandlung hingewiesen. Diese Gase wirken auch auf die Thermoelemente ein.

Man vermeidet sie möglichst bei Anwendung von Porzellan, das einmal solche Gase nicht entwickelt, sodann auch selbst im unglasirten Zustande für sie wenig durchlässig ist. Für Temperaturen unter  $1100^{\circ}$  kann man die Drähte noch mehr durch glasirtes Porzellan schützen. Alle Röhren aus höher schmelzbaren Massen jedoch, die wegen der zu niedrigen Temperatur ( $1400^{\circ}$ ) der Porzellanöfen im ungaren Zustande verwendet werden müssen, sind einmal porös, sodann entwickeln sie anfangs meist selbst in hoher Temperatur noch Gase, die das Platin in Gegenwart von Silicium stark verändern können.

Benutzt man die Drähte von Thermoelementen, die durch solche Einflüsse ungleichmässiger geworden sind, immer in derselben Anordnung, so beobachtet man oft nur geringe Unterschiede gegen die normalen Werte der Thermokraft. Grösser werden die Abweichungen stets, wenn man das Temperaturgefälle ändert. So beobachtete man mit einem verdorbenen Elemente *C*, das mit dem ungeänderten Element *A*

an der Lötstelle vereinigt war, bei  $550^{\circ}$  folgende Differenzen ( $C-A$ ) in Mikrovolt, wenn die gemeinschaftliche Lötstelle aus der Mitte eines 40 cm langen elektrisch geheizten Rohres nach beiden Seiten herausgebracht wurde:

	I	II
Mitte	7	7
6 cm nach rechts	- 73	+ 3
6 cm nach links	+ 126	+ 36.

Bei I waren die Elemente gekreuzt, während bei II die beiden Drähte eines jeden Elementes je nach derselben Seite liefen. Anfangs hatten beide Elemente in allen Lagen auf 5 MV übereingestimmt, und  $C$  war erst verändert, seit es in einem Ofen aus nicht hinreichend ausgeglühter Chamotte gebracht war.

Wir könnten noch mehr Beispiele anführen, beschränken uns jedoch auf zwei Fälle, wo der Versuch gemacht wurde, die veränderten Drähte wiederherzustellen.

Das Element  $C'$ , das zu dem Drahtvorrat  $T_2$  gehörte, war längere Zeit in hoher Temperatur in langen Öfen benutzt und war aus demselben Grunde wie  $C$  verändert. In der alten Anordnung zeigte es jedoch bei der Vergleichung mit den Normalelementen  $H$  und  $G$  nur folgende geringe Unterschiede (MV):

	$H-C'$	$G-C'$		$H-C'$	$G-C'$
200°	+ 5	+ 5	800°	- 13	+ 5
300	+ 5	+ 6	900	- 12	+ 7
400	+ 4	+ 5	1000	- 13	+ 7
500	- 11	+ 6	1100	- 10	+ 8
600	- 13	+ 7	1200	- 9	+ 8
700	- 14	+ 7			

Das Element  $C'$  wurde darauf in den Schmelzofen gebracht, in dem sich schmelzendes Kupfer befand, wo es auf eine viel kürzere Länge erhitzt wurde. Es zeigte dabei 10092 MV an, während die beiden Normalelemente 10212 gaben.  $C'$  wurde danach eine Stunde bei heller Gelbglut ausgeglüht und zeigte danach 10095 MV für den Schmelzpunkt des Kupfers an. Erst nach mehrstündigem Glühen in heller Weissglut gab es 10170, und nachdem es alsdann um eine Länge von 5 cm an der heißen Lötstelle verkürzt war, erhielt man 10220. Für den Schmelzpunkt von Blei, Cadmium und Zink gab das Ele-

ment darauf in Uebereinstimmung mit den normalen Drähten 2513, 2460 und 3371 MV.

Das Ausglühen der Drähte geschah elektrisch, indem ein Strom bis zu 17 Amp. hindurchgeschickt wurde. Bei Hintereinanderschaltung leuchten die beiden Drähte des Elementes in hoher Temperatur ungefähr gleich hell, da der kleinere Widerstand, den das Platin im kalten Zustande besitzt, durch den grösseren Temperaturcoefficienten compensirt wird.

Ein Element *B* von derselben Gruppe war mehrfach in Röhren aus einer neuen Masse, die zum ersten Male probirt wurde, bis 1600° erhitzt. Der Platindraht war dabei in der Nähe der Lötstelle sehr brüchig geworden und mehrfach neu gelötet. Das Element zeigte danach bei 1000° um etwa 90 MV zu niedrig, wenn es in dem langen Ofen verglichen wurde. Im Schmelzofen gab es jedoch für den Schmelzpunkt des Kupfers anstatt 10216 nur 9840 MV. Nachdem alsdann erst der Platindraht, darauf der Platinrhodiumdraht um je 16 cm verkürzt war, erhielt man 10290 bez. 10150 MV. Weitere Verkürzungen um 16 cm brachten keine Aenderung hervor. Diese letzten Stücke wurden deshalb wieder angesetzt und dann das ganze Element eine Stunde lang hell ausgeglüht. Am Schluss erhielt man 10216 MV für den Schmelzpunkt des Kupfers. Durch das Ausglühen erhalten die Drähte, die nach stärkerer Aenderung ein stumpferes Ansehen annehmen, den Metallglanz wieder. Der Platindraht ist sowohl in seinem Aeussern, wie in seinem thermoelektrischen Verhalten mehr verdorben, als das Platinrhodium.

Es ist wahrscheinlich, dass das Normalelement von früher, welches die von Holborn und Wien aufgestellte Scala repräsentirt und welches inzwischen vielfach bis 1600° zu Vergleichen benutzt worden ist, ähnliche Veränderungen erlitten hat. Es zeigt jetzt bei 500 um 10° und bei 1000 um 18° zu hoch gegen die früheren Angaben. Die neue Bestimmung des Goldschmelzpunktes giebt dagegen nur eine Differenz von 8°. Bei der früheren Messung war besonders dieser Punkt schon gut bestimmt. Denn die grösste Abweichung vom Mittel betrug bei 25 Messungen unter verschiedenen Bedingungen  $\pm 4^\circ$ , während sie bei Silber und Kupfer auf  $\pm 10^\circ$  stiegen. Bei den tieferen Temperaturen sind damals leider

keine Fixpunkte bestimmt, sodass hier kein Vergleich mehr möglich ist.

Wir ziehen hieraus den Schluss, dass man die einmal festgesetzte Temperaturscala sicher nur durch Fixpunkte, wie die oben angegebenen Schmelzpunkte, aufrecht erhalten kann. Ferner wird man gut thun, die Normalelemente in zwei Gruppen zu teilen, von denen die eine nur für den Gebrauch bis zu etwa  $1200^{\circ}$  in Porzellanöfen dient, während die andere auch für höhere Temperaturen benutzt werden kann. Für diese ist bis jetzt dieselbe Genauigkeit doch nicht zu erzielen, so lange keine luftthermometrischen Messungen vorliegen und eine Verbesserung der technischen Hilfsmittel noch grosse Schwierigkeiten zu überwinden hat. Besonders soll noch darauf hingewiesen werden, dass bei der Messung von Temperaturgefällen, wie sie zur Berechnung von Mitteltemperaturen grösserer Räume oft notwendig ist, auf die einwandfreie Beschaffenheit der Thermoelemente geachtet werden muss. Die beste Anordnung ist hier immer, wenn man die Temperatur an den verschiedenen Stellen gleichzeitig mit zwei Thermoelementen misst, wie wir es früher schon angegeben haben. Die Lötstellen der beiden Elemente sind vereinigt, während man das Temperaturgefälle in den Drähten für jedes Element möglichst verschieden wählt.

Da für technische Betriebe, in denen die Temperaturmessung mittels Thermoelementen vielfach Eingang gefunden hat, sich nicht übersehen lässt, bis zu welcher Grenze die Elemente infolge von Beschädigung der Schutzröhren und anderen Zufällen verändert werden können, so ist hier eine besondere Aufmerksamkeit angebracht, und zwar um so mehr, je höher die zu messende Temperatur ist.

#### 7. Schluss.

Zum Schlusse stellen wir unsere Angaben für die Schmelzpunkte von Metallen mit den neueren Angaben anderer Beobachter zusammen. Luftthermometrische Messungen von anderen Beobachtern kommen hierbei nicht in Frage für die hohen Temperaturen. Wir geben einmal die Messungen mit Platinwiderständen, wie sie von Callendar, sowie von Heycock

und Neville<sup>1)</sup> ausgeführt worden sind. Hierfür liegen nur luftthermometrische Messungen bis zu 445°, dem Siedepunkt des Schwefels, zu Grunde, nach der die höheren Temperaturen nach einer Formel zweiten Grades extrapoliert worden sind.

Ferner ist der Schmelzpunkt von Gold und Silber nach der Drahtmethode mit Thermoelementen von Berthelot<sup>2)</sup> gemessen. Die Temperaturmessung geschah nach einer optischen Methode. Es wurde nämlich der Brechungsindex und damit die Dichte einer Luftsäule bestimmt, die man in einem offenen, elektrisch geheizten Porzellanrohre erwärmte.

	Luft- thermometer	Platin- widerstand	Opt. Methode
Cadmium	321,7°	320,7°	
Blei	326,9	327,7	
Zink	419,0	419,0	
Antimon	630,6	629,5	
Aluminium	657	654,5	
Silber in Luft	955	955	962°
Silber, rein	961,5	960,7	—
Gold	1064,0	1061,7	1064
Kupfer in Luft	1064,9	—	
Kupfer, rein	1084,1	1080,5	

1) Die Zahlen beziehen sich meistens auf die Beobachtungen von Heycock und Neville (l. c.). Die neueste Angabe von Callendar (Phil. Mag. (5) 48. p. 519. 1899) weicht teilweise um 1° ab.

2) D. Berthelot, Compt. rend. 126. p. 473. 1898.

(Eingegangen 30. Mai 1900.)

**8. Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche  
und dem Innern eines strahlenden Körpers;  
von F. Kurlbaum.**

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Bei den experimentellen Untersuchungen über Strahlung wird die Temperatur der Oberfläche eines strahlenden Körpers gleich der seines Innern gesetzt, und zwar weil die Temperatur des Innern der Messung direct zugänglich ist, die der Oberfläche nicht. Unter Oberfläche ist hier natürlich nicht die mathematische Oberfläche verstanden, sondern auch die darunter befindlichen Schichten, die sich an der Ausstrahlung beteiligen, während ihre Ausstrahlung zum Teil von den darüber liegenden Schichten wieder absorbiert wird.

Bei den gut leitenden Metallen besitzen Oberfläche und Inneres merklich die gleiche Temperatur, bei gut strahlenden Oberflächen, die regelmässig zugleich schlechte Wärmeleiter sind, ist dies dagegen nicht immer der Fall. Es braucht kaum bewiesen zu werden, dass diesem Umstand einige Wichtigkeit zukommt, ich erinnere nur an die absoluten Bestimmungen strahlender Wärme, bei denen durchweg vorausgesetzt wird, dass Oberfläche und Inneres eines strahlenden sowie eines bestrahlten Körpers die gleiche Temperatur besitzen.

Im Folgenden möchte ich eine Methode geben, die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Innern wenigstens in einem bestimmten Fall zu messen, während bisher eine Methode hierfür nicht vorlag. Veranlasst wurde diese Untersuchung durch eine absolute Bestimmung strahlender Wärme mit Hülfe des Bolometers, bei der zunächst angenommen werden musste, der Temperaturzustand eines Bolometers sei genau derselbe, gleichviel ob das Bolometer durch Bestrahlung oder durch Stromwärme die Temperatur erreicht hätte. Es ist aber klar, dass ein durch Strom erwärmtes Bolometer aussen kälter als innen sein muss, während bei einem bestrahlten Bolometer die der Strahlungsquelle zugewandte Seite die heissere ist.

## Methode.

In nachstehender Fig. 1 bedeuten  $B_1$  und  $B_2$  zwei Bolometer, zwischen denen eine Wand  $P$  aus  $1\ \mu$  dickem Platinblech steht, welche beiderseits mit Platinschwarz überzogen ist. Es falle ein Strahlenbündel durch die Glasplatte  $G$  auf die schwarze Wand  $P$ , dann erwärmt sich die Wand und sendet Eigenstrahlung zu den Bolometern  $B_1$  und  $B_2$ . Haben beide Seiten der Wand gleiche Temperatur, und ist die Situation vollkommen symmetrisch, so müssen sich die Wirkungen dieser Eigenstrahlung auf Bolometer  $B_1$  und  $B_2$  bei passender Schaltung in der Wheatstone'schen Brücke aufheben.

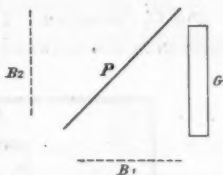


Fig. 1.

Umgekehrt kann bei ungleicher Wirkung auf die Temperaturdifferenz beider Seiten geschlossen werden. Hierbei ist noch die Wirkung der direct zu  $B_1$  reflectirten Strahlen zu eliminiren, indem man  $G$  unmittelbar vor  $B_1$  setzt und  $B_2$  abbildet. In diesem Fall gelangen nur die reflectirten Strahlen nach  $B_1$ , während die Eigenstrahlung der Wand  $P$  vollständig von  $G$  absorbiert wird, da sie nur aus sehr langen Wellen besteht.

Die Intensität der zu  $B_1$  reflectirten Strahlen ist die gleiche, ob die Strahlen zuerst  $G$  passirt haben\* und dann reflectirt werden, oder umgekehrt. Vorausgesetzt ist nur, dass sich das Absorptions- und Reflexionsvermögen der Wand innerhalb der vorkommenden Temperaturen nicht ändert. Auf den Umstand, dass bei der Stellung der Glasplatte  $G$  vor  $B_1$  wegen schrägerer Incidenz eine grössere Glasdicke von den Strahlen durchsetzt wird, komme ich während der Besprechung der Fehlerquellen zurück.

## Apparate.

Die bolometrische Anordnung ist schematisch im Horizontalschnitt in Fig. 2 dargestellt. Eine Messingplatte von 12 cm im Quadrat trägt die Rahmen für die Bolometer  $B_1$  und  $B_2$ , welche rechtwinklig zu einander stehen, während sich auf der Winkelhalbirenden das geschwärzte Platinblech  $P$  von  $1\ \mu$  Dicke befindet. Es ist auf einen Messingrahmen aufgelötet, der in die Führungen  $F_1$  und  $F_2$  passt, sodass seine Stellung



um  $180^\circ$  geändert werden kann.  $R_1$  und  $R_2$  sind Rahmen, in welche Glasplatten mit ihren Fassungen eingeschoben werden. Die Schirme  $S_1$  und  $S_2$  verhindern, dass Strahlung von den Diaphragmen  $D_1$  und  $D_2$  direct zu den Bolometern gelangen kann.

Ueber die Grundplatte passt ein Messingkasten, in dessen Wänden sich die mit Glasplatten verschlossenen Oeffnungen  $O_1$  und  $O_2$  befinden. Der Deckel des Kastens ist abnehmbar, sodass man die notwendigen Vertauschungen bequem vornehmen

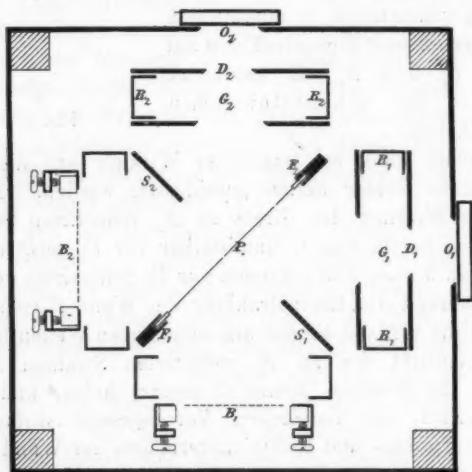


Fig. 2.

kann. Alle Teile im Innern des Kastens sind mit mattem Russlack geschwärzt. Da die Anordnung im Kasten möglichst symmetrisch zum geschwärzten Platinblech sein muss, so wurden Lehren verfertigt, nach welchen die einzelnen Abstände so regulirt wurden, dass die Lehren genau in die Zwischenräume passten.

Als Lichtquelle diente eine hundertkerzige Glühlampe mit zwei 1 mm dicken und 30 mm langen Kohlenfäden, hinter welcher ein Hohlspiegel stand; die Lampe brannte bei 29 Volt mit 12,6 Ampère.

Das Licht hatte noch eine Schicht von 2 mm Quarz und 20 mm Wasser, sowie eine Reihe von Diaphragmen zu passiren, ehe



es zum Bolometergehäuse gelangte. Zwischen der Lichtquelle und dem Absorptionsgefäß war ein Fallverschluss eingeschaltet.

Zu den beiden Bolometerzweigen wurde der Strom durch die Grundplatte geführt, sie bildeten mit zwei Manganindrahtrollen die vier Zweige einer Wheatstone'schen Brücke und waren so geschaltet, dass ihre Bestrahlung entgegengesetzte Ausschläge hervorrief. Die übrigen Apparate für die bolometrische Messung waren die gleichen, wie die früher benutzten und mehrfach beschriebenen.

#### Justirung.

Die im Bolometerkasten symmetrisch angeordneten Teile mussten noch auf ihre vollkommene Gleichheit untersucht werden. Beide Bolometerzweige wurden in einem anderen Kasten nebeneinander aufgestellt und abwechselnd der gleichen Strahlungsquelle ausgesetzt. Da das eine Bolometer, auch bei Vertauschung der Plätze, einen  $1\frac{1}{2}$  Proc. grösseren Ausschlag gab, so wurde ihm in der Brücke ein kleiner Ballastwiderstand vorgeschaltet, der die Ausschläge bei gleicher Bestrahlung gleich machte.

Die beiden Seiten des elektrolytisch geschwärzten Platinbleches zeigten zunächst ein verschiedenes Reflexions- und Emissionsvermögen, wurden dann aber durch einseitige Elektrolyse gleich gemacht. Die Durchmesser der Diaphragmen  $D_1$  und  $D_2$ , auf deren Grösse es hier allein ankommt, betrugen 15 mm und waren, wie Strahlungsmessungen ergaben, bis auf  $\frac{1}{6}$  Proc. gleich. Die benutzten Glasplatten besaßen eine merklich gleiche Durchlässigkeit.

Durch die nahe Abgleichung der Apparatenteile war es möglich, von sämtlichen noch vorhandenen kleinen Ungleichheiten frei zu werden. Bei jeder Messung wurde nämlich durch Drehung des Bolometerkastens um einen rechten Winkel abwechselnd die Oeffnung  $O_1$  und  $O_2$  der Lichtquelle zugewandt. Eine solche Drehung ist aber gleichbedeutend mit der Vertauschung der Bolometer, der beiden Seiten des geschwärzten Platinbleches, der Abstände des Bleches von den Bolometern, der Glasplatten und Diaphragmen. Es geben also zwei solche Messungen einen Mittelwert, der sämtlichen Vertauschungen entspricht, und dies ist wichtig, da es, wie

später gezeigt wird, nicht möglich ist, die Vertauschungen vorzunehmen, ohne die Empfindlichkeit des Bolometers zu ändern.

#### Vorversuche und Hilfsbestimmungen.

1. Während sich (vgl. Fig. 2) in den Rahmen  $R_1$  und  $R_2$  Glasplatten befanden, wurde die Lichtquelle in einer Entfernung von ungefähr 12 cm von der Oeffnung  $O_1$  aufgestellt und es fiel beim Aufziehen des Fallverschlusses ein durch das Diaphragma  $D_1$  begrenztes Lichtbündel auf das geschwärzte Platinblech  $P$ , auf dem trotz des starken Absorptionsvermögens ein scharf begrenzter, heller elliptischer Fleck sichtbar wurde. Die schwarze Schicht sandte nun infolge ihrer Erwärmung die Strahlung  $W_1$  und durch Reflexion die Strahlung  $R$  zum Bolometer  $B_1$ , während zum Bolometer  $B_2$  nur die Eigenstrahlung  $W_2$  der schwarzen Schicht gelangte. Bei der hier benutzten Schaltung der Bolometerzweige wurde ein Ausschlag, entsprechend  $W_1 + R - W_2$ , hervorgerufen, der sich genau messen liess.

Als aber zur Controle die Werte  $W_1 + R$  und  $W_2$  für sich allein gemessen wurden, indem eins der Bolometer durch einen geschwärzten Metallschirm verdeckt wurde, zeigte sich, dass die einzelnen Werte und entsprechend ihre Differenzen sehr voneinander abweichen. Bei einer längeren Versuchsreihe nahmen die Ausschläge beständig ab und zwar oft bis zu 3 Proc. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Temperatur des geschwärzten Platinbleches durch die Bestrahlung um ungefähr  $4^\circ$  erhöht wird und Luftströmungen im Kasten entstehen, welche die im Bolometer bei Bestrahlung erzeugte Wärme schneller fortführen, sodass das Bolometer einen kleineren Ausschlag anzeigt, also unempfindlicher erscheint.<sup>1)</sup> Hatte der Bolometerkasten nach längerer Zeit wieder die ursprüngliche Temperatur angenommen, so wiederholte sich bei jeder neuen Versuchsreihe die Abnahme der Ausschläge in gleicher Weise. Eine solche Abnahme von 3 Proz. war sehr

1) Die Temperaturerhöhung des geschwärzten Platinbleches um  $4^\circ$  ist roh dadurch gemessen, dass das Platinblech durch ein Bolometer von bekanntem Temperaturcoefficienten ersetzt wurde, welches, durch Strom geheizt, die gleiche Strahlungsmenge pro Flächeneinheit aussandte.

deutlich nachweisbar, da die Grössen  $W_1 + R$  und  $W_2$  Ausschläge von etwa 200 mm hervorriefen, die auf ungefähr 0,5 mm genau waren.

Nun sind zwar die Differenzen  $W_1 + R - W_2$  auch mit wechselnder Empfindlichkeit gemessen, da aber der Ausschlag nur etwa  $\frac{1}{10}$  des Ausschlages von  $W_1 + R$  ist, so nimmt auch der Fehler procentisch ab und tritt nicht mehr deutlich hervor. Gegenstand der Untersuchung ist hier nur  $W_1 - W_2 / W_1$ , und es ist somit erreicht, dass Zähler und Nenner mit gleicher procentischer Genauigkeit bestimmt sind.

2. Da bei der angewandten Methode abwechselnd eine Absorptionsplatte vor einen Bolometerzweig gesetzt und wieder entfernt werden muss, so ändert sich auch hierdurch die Empfindlichkeit des Bolometers und die Ausschläge sind nicht direct vergleichbar. Die Empfindlichkeit des Bolometers mit vorgesetzter Platte ist geringer, denn der Wärmetransport von dem durch Strahlung erwärmten Bolometer geschieht leichter durch die Platte hindurch, als durch die von der Platte verdrängte Luft, weil das Wärmeleitvermögen des Glases viel grösser als das der Luft ist.

Das Verhältnis beider Empfindlichkeiten kann leicht bestimmt werden, indem man den zu untersuchenden Bolometerstreifen allein mit 3 Widerständen aus dickem Manganindraht als Wheatstone'sche Brücke mit einem schwachen Strom abgleicht. Verstärkt man dann plötzlich den Strom, so erwärmt sich der Bolometerzweig und man erhält einen Ausschlag; das Verhältnis der Ausschläge bei vorgesetzter und nicht vorgesetzter Platte giebt das Verhältnis der Empfindlichkeiten des Bolometers, und hierdurch sind die Ausschläge reducirbar.

Ausschläge:

Ohne Platte		Mit Platte	
1	42,6 mm	3	37,8 mm
2	42,9	4	37,5
7	43,0	5	37,9
8	42,4	6	37,9
Mittel	42,7 mm		37,8 mm

Der Reductionscoefficient für die mit vorgesetzter Platte erhaltenen Ausschläge ist also  $42,7/37,8 = 1,13$ .

Da die zu reducirenden Ausschläge sehr klein sind, so genügt eine Genauigkeit des Coefficienten von 1 Proc.

3. Die Platinbleche von  $1\mu$  Dicke pflegen einzelne mikroskopisch feine Löcher zu besitzen, sodass durch das geschwärzte Blech hindurch Lichtstrahlen zum Bolometer gelangen, welche zu der Eigenstrahlung des Bleches hinzutreten. Diese Strahlungsmenge lässt sich bestimmen, indem man die Glasplatte direct vor das eine Bolometer setzt und das andere abblendet. Ihr Betrag ist nur ungefähr ein Fünftausendstel von der auf das Platinblech auffallenden Lichtmenge, sodass also dieser Bruchtheil der Platinfläche aus feinen Löchern besteht. Die Löcher werden sowohl von Platinschwarz wie von dem feinen Petroleumruss freigelassen, und zwar hatten alle von mir untersuchten  $1\mu$  dicken Bleche solche Löcher.

Ein Kriterium dafür, dass die gemessene Strahlung nur aus durchgelassener Strahlung und nicht etwa aus Wärmestrahlung der Glasplatte bestand, liegt in dem Verschwinden des Ausschlages mit Schluss des Fallbrettes, ferner wurde bei den endgültigen Versuchen die Glasplatte durch zwei Platten mit einer Luftschicht ersetzt.

#### Versuche.

Nach den vorstehenden Gesichtspunkten ergab sich folgende Versuchsanordnung als die vortheilhafteste, die mit Hilfe von Fig. 1 verständlich ist. Durch das Diaphragma  $D_1$  begrenzt geht beim Aufziehen des Fallverschlusses die Strahlung der Glühlampe zum beiderseits geschwärzten Platinblech  $P$ ; von dort gelangt eine Strahlungsmenge  $R + W_1$  zum Bolometer  $B_1$ , welche aus dem reflectirten Licht  $R$  und aus der durch Temperaturerhöhung des Platinbleches ausgestrahlten Menge  $W_1$  besteht. Zum Bolometer  $B_2$  gelangt die Strahlung  $W_2 + D$ , welche aus der Eigenstrahlung  $W_2$  des Platinbleches und der durch die mikroskopisch feinen Löcher hindurchgelassenen Lichtmenge  $D$  besteht.

Die zu den Bolometern  $B_1$  und  $B_2$  gelangenden Strahlungsmengen wirken auf das Galvanometer entgegengesetzt, daher ist der hervorgerufene Ausschlag in willkürlichem Maass

$$A_1 = W_1 + R - W_2 - D.$$

Wird nun  $B_2$  durch eine dicke, geschwärzte Metallplatte abgeblendet, so ist der Ausschlag

$$A_2 = W_1 + R.$$

Wird dann die Glasplatte  $G_1$  in den Rahmen unmittelbar vor dem Bolometer  $B_1$  gesetzt, so ist wegen der Absorption von  $W_1$  der Ausschlag

$$A_3 = R.$$

Setzt man schliesslich den Metallschirm vom Bolometer  $B_2$  vor  $B_1$  und die Glasplatte  $G_1$  vor  $B_2$ , so erhält man den Ausschlag  $A_4 = D$ , wodurch die relative Grösse der vier Strahlungsmengen bekannt ist, und

$$\frac{W_1 - W_2}{W_1} = \frac{A_1 - A_2 + A_4}{A_2 - A_3}$$

erhalten wird.

Jeder Ausschlag wurde, wie aus Tab. 1 ersichtlich ist, wiederholt, während das Licht durch das andere Diaphragma  $D_2$  eintrat und die entsprechenden Vertauschungen vorgenommen waren.

Tabelle 1.

Ausschläge bei Eintritt des Lichtes durch Diaphragma.

	$D_1$		$D_2$		Mittelwert
$A_1$	1	20,5	3	20,3	20,3 mm
	2	20,3	4	20,4	
	7	19,9	5	20,2	
	8	20,1	6	20,4	
$A_2$	1	252,4	3	253,4	252,8 mm
	2	252,1	4	253,1	
	7	252,7	5	252,9	
	8	252,8	6	252,8	
$A_3$	1	19,0	3	19,3	19,0 . 1,13 <sup>1)</sup> = 21,5 mm
	2	18,7	4	18,9	
	7	18,6	5	19,2	
	8	19,3	6	18,9	
$A_4$	1	2,0	3	2,3	2,2 . 1,13 <sup>1)</sup> = 2,5 mm
	2	2,1	4	2,2	
	7	2,3	5	2,5	
	8	2,2	6	2,0	

$$(W_1 - W_2) : W_1 = 0,006.$$

1) 1,13 ist der p. 552 erwähnte Reductionscoefficient.

Nach dieser Beobachtungsreihe beträgt also die Temperaturdifferenz zwischen beiden Seiten des mit Platinschwarz überzogenen Platinbleches, auf welchem 1,2 mg/qcm niedergeschlagen waren, 0,6 Proc. der Temperaturerhöhung des Bleches über die Umgebung. Der so gewonnene Wert muss, wie oben erwähnt, unabhängig von kleinen Unsymmetrien im Apparat sein. Es wurden fünf solche Reihen mit jedesmal neuer Justirung des Apparates beobachtet, indem Bolometer  $B_1$  mit  $B_2$ , Diaphragma  $D_1$  mit  $D_2$ , Glasplatte  $G_1$  mit  $G_2$  und die beiden Seiten des Platinbleches  $P$  unter sich vertauscht wurden. Die Mittelwerte sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.  
Platinschwarz.

	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$\frac{W_1 - W_2}{W_1}$
1	20,3	252,8	21,5	2,5	0,006
2	20,0	252,1	21,9	2,4	0,002
3	22,0	277,3	22,9	2,3	0,005
4	20,4	249,7	21,9	2,4	0,004
5	18,9	232,8	20,2	2,1	0,004

Gesamtmittel 0,004

Diesem Gesamtmittel von 0,4 Proc. entspricht, da das Platinblech eine ungefähr 4° höhere Temperatur als seine Umgebung hatte, eine Temperaturdifferenz zwischen beiden Seiten des Bleches von nur ungefähr 0,016°.

In derselben Weise sind für ein beiderseits mit Petroleumruss geschwärztes Platinblech von 1  $\mu$  Dicke, auf welchem 0,3 mg/cm Russ aufgetragen waren, die fünf Werte der Tab. 3 erhalten.

Tabelle 3.  
Petroleumruss.

	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$\frac{W_1 - W_2}{W_1}$
1	29,4	244,0	27,9	2,4	0,018
2	33,3	279,3	31,3	2,8	0,019
3	32,6	263,8	30,2	2,6	0,021
4	32,1	272,4	31,5	2,4	0,012
5	30,5	255,1	29,7	2,5	0,014

Gesamtmittel 0,017

Diesem Gesamtmittel von 1,7 Proc., welches etwa viermal grösser als das für Platinschwarz gefundene ist, entspricht bei einer Temperaturerhöhung von  $4^{\circ}$  über die Umgebung eine Temperaturdifferenz beider Seiten von  $0,068^{\circ}$ .

#### Fehlerquellen.

##### 1. Reflexionen.

Das Innere des Bolometerkastens ist mit einem matten, möglichst schwarzen Russlack überzogen, derselbe reflectirt jedoch immer noch 5 Proc. der auffallenden Wärmewellen, von den sichtbaren Wellen allerdings viel weniger. Es scheint nun auf den ersten Blick, dass diese diffusen Reflexionen eine grosse Fehlerquelle bilden, da das eintretende Lichtbündel ein sehr intensives ist. Dies Lichtbündel hat aber eine Schicht Wasser passirt und besteht hauptsächlich aus Strahlen, für welche das Auge ganz unvergleichlich empfindlicher ist als das Bolometer, sodass jede Reflexion leichter mit dem Auge als mit Hülfe des Bolometers wahrgenommen wird. Glüht man z. B. ein Platinblech bis zur deutlich sichtbaren Rotglut und giebt dem Bolometer eine solche Empfindlichkeit, dass es einige Hundert Skahlenteile anzeigt, so erhält man bei eingeschalteter Wasserschicht keinen Ausschlag, während das Auge noch leicht ein Tausendstel der durchgelassenen Lichtmenge wahrnimmt. Diese Ueberlegenheit des Auges nimmt für kürzere Wellen noch bedeutend zu.

Es sind nun in dem von der Glühlampe ausgehenden Lichtbündel allerdings immer noch Strahlen, die das Auge gar nicht wahrnimmt, das gesamte Lichtbündel ruft aber nach der ersten Reflexion am geschwärzten Platinblech nur einen Ausschlag von ungefähr 20 mm hervor und bleibt bei Schwächung länger für das Auge nachweisbar als für das Bolometer. Es kann also hier ein schädlicher Reflex dem Auge nicht entgehen.

Sobald sich nun auf dem geschwärzten Platinblech die Lichtstrahlen in Wärme umgesetzt haben, sendet es Wärmestrahlen aus, die ungefähr einen zehnmal grösseren Ausschlag hervorrufen als die reflectirten Strahlen. Da die Wärmestrahlen im Betrage von 5 Proc., und zwar nicht selectiv, reflectirt werden, so sinkt ihre Gesamtintensität nach der zweiten Re-



flexion, durch welche sie bei der Anordnung im Kasten frühestens zum Bolometer gelangen könnten, auf  $\frac{1}{4}$  Proc., d. h. auf die Grösse der Beobachtungsfehler.

Die im Bolometerkasten stehenden Glasplatten, welche von den Lichtstrahlen 8, von den Wärmestrahlen 10 Proc. reflectiren, sind bis auf die benutzten Stellen abgeblendet und so aufgestellt, dass die Strahlen durch einmalige Reflexion nicht zum Bolometer gelangen können.

### 2. Schwingungsdauer des Galvanometers.

Für diese Untersuchungen ist es nicht gleichgültig, welche Schwingungsdauer das Galvanometer besitzt, denn die Widerstandsänderungen in der Brücke sind während der Dauer des Ausschlages nicht constant, sondern sie erreichen allmählich ihren grössten Wert, indem im Bolometerzweig der stationäre Zustand eintritt. Fallen nun auf das Bolometer Lichtstrahlen nur durch Reflexion an der Platinwand, so tritt dieser stationäre Zustand früher ein, als wenn Wärmestrahlen von dem gleichfalls einem stationären Zustand zustrebenden Platinblech ausgehen. Da nun zwei gleich grosse Widerstandsänderungen bei verschieden schnellem Anwachsen verschieden grosse Ausschläge hervorrufen, so ist es nötig, den stationären Zustand zu beobachten.

Dies geschieht wegen der Unbequemlichkeit einer sehr grossen Schwingungsdauer am leichtesten, indem man der Nadel eine so starke Luftdämpfung giebt, dass sie fast ohne Umkehrpunkt in ihre Ruhelage geht. Die Zeit des Ausschlages, der durch eine konstante Widerstandsänderung hervorgerufen wurde, betrug hier 6 Secunden, bei einer Grösse des Ausschlages von 100 mm ging der Ausschlag nur etwa 1 mm zurück. Diese Rückbewegung der Nadel erschien bei Licht- und Wärmestrahlung noch verkleinert, der abgelesene Ausschlag entsprach der Ruhelage für den stationären Zustand.

### 3. Absorption und Reflexion der Glasplatten.

Es war p. 547 gesagt, dass es gleichgültig sei, ob das am Platinblech reflectirte Licht die Glasplatte mehr oder weniger schräg, also in verschieden dicker Schicht durchsetze. Dies ist nur insofern richtig, als die Strahlung vorher eine Schicht Wasser und mehrere Glasplatten passiert hat und daher aus



Wellen besteht, die von Glas nur noch wenig absorbirt werden. Ferner ist der gesamte Betrag der am Platinblech reflectirten Strahlung klein, der Ausschlag beträgt 20 mm, sodass eine Aenderung der an und für sich sehr geringen Absorption des Glases nicht mehr nachweisbar war.

Dasselbe gilt für die am Glase stattfindenden Reflexionen, die ungefähr 8 Proc. betragen und daher 1,6 mm entsprechen, sodass die Aenderung an dieser Grösse innerhalb der vor kommenden Winkel gleichfalls nicht mehr nachweisbar war. Natürlich kann diese Aenderung der Absorption und Reflexion bolometrisch leicht bestimmt werden, wenn sie zum Gegenstand einer besonderen Untersuchung gemacht wird, hierbei wäre auch zu berücksichtigen, dass eine eingeschaltete Glasplatte die Lichtquelle näher bringt.

Es sei hervorgehoben, dass durch eine derartige Fehlerquelle die Temperaturdifferenz zwischen beiden Seiten des geschwärzten Platinbleches zu gross gefunden werden müsste.

#### **Resultate.**

Es war gefunden, dass die Temperaturdifferenz zwischen beiden Seiten des geschwärzten Platinbleches gleich  $0,016^{\circ}$  war, wenn die Temperaturerhöhung über die Umgebung  $4^{\circ}$  betrug und die Schwärzung durch Platinschwarz hervorgerufen war. War das Blech mit Russ geschwärzt, so betrug die Temperaturdifferenz  $0,068^{\circ}$ . Diese Zahlen haben natürlich nur für den im Experiment vorliegenden Fall Gültigkeit. Sobald z. B. statt der Lichtstrahlen Wärmestrahlen einfallen, wird die Temperaturdifferenz kleiner, weil für diese Strahlen die schwarze Schicht durchlässiger ist und daher die Erwärmung mehr in tieferen Schichten erfolgt.

Die angegebenen Temperaturdifferenzen sind natürlich nicht genau gemessen, sondern es ist nur ihre ungefähre Grösse gezeigt, denn die Temperaturdifferenz ist z. B. bei Platinschwarz nicht wesentlich grösser als die in der Ungenauigkeit der Messungen liegenden Fehler. Jedenfalls ist sie wesentlich kleiner, als manche Physiker angenommen haben, und es ist eine Correction bei Strahlungsmessungen, wenigstens bei Platinschwarz daher kaum anzubringen, denn in dem praktischen Fall einer Oberflächenstrahlung tritt ungefähr nur

der halbe Betrag der obigen Grössen auf, da ja die Wärme nicht zwei strahlende Schichten zu passiren hat, sondern durch eine gut leitende metallische Fläche direct der strahlenden Schicht zugeführt wird, z. B. in dem Fall, dass ein Bolometer durch Strom erwärmt wird, der die Veranlassung zu dieser Untersuchung gab.

Die gewählte Erhöhung der Temperatur um  $4^{\circ}$  über die Umgebung wird bei Bolometern, wenn man von der Bestimmung der Polarconstante absieht, kaum erreicht werden, aber auch für kleinere Temperaturerhöhungen wird procentisch die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Innerem des Bolometers angenähert bestehen bleiben, da ja die Ausstrahlung und das Leitvermögen der Luft, welche die Temperaturdifferenz bedingen, sich innerhalb des kleinen Temperaturintervalles in der Nähe von Zimmertemperatur z. B. von  $290^{\circ}$  bis  $294^{\circ}$  abs. genügend genau durch lineare Functionen darstellen lassen, trotzdem die Ausstrahlung mit der vierten Potenz der Temperatur zunimmt.

Sobald der ausstrahlende Körper eine wesentlich höhere Temperatur besitzt, wird die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Innerem gleichfalls procentisch grösser. Für gewisse Fälle lässt sich diese Temperaturdifferenz berechnen, nämlich für einen im Vacuum strahlenden Körper, dessen Emissions- und Wärmeleitvermögen bekannt ist, also z. B. für eine Thermometerkugel von  $100^{\circ}$ , welche zu einer schwarzen Hülle von  $0^{\circ}$  strahlt. Setzt man die Emission des Glases

$$h_{100} - h_0 = 0,016 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec}},$$

seine Wärmeleitfähigkeit

$$\lambda = 0,002 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{sec}},$$

die Dicke der Glaswandung  $d = 0,02$  cm, und nimmt man an, dass die Temperatur des Quecksilbers constant auf  $100^{\circ}$  und die der schwarzen Hülle auf  $0^{\circ}$  gehalten wird, so ergibt sich durch Gleichsetzung des Ausstrahlungsverlustes und des Wärmedurchganges bei der Temperaturdifferenz  $x$  zwischen äusserer und innerer Oberfläche des Glases

$$h_{100} - h_0 = \frac{\lambda x}{d}$$

und  $x = 0,16^{\circ}$ .

Diese Differenz kann also zur Erklärung erheblicher Fehler nicht herangezogen werden.

Wegen der guten Wärmeleitfähigkeit der Metalle ist selbst bei den höchsten Temperaturen die Temperaturdifferenz zwischen der metallischen Oberfläche und dem Innern kaum zu fürchten. Z. B. ist innerhalb eines elektrisch geglühten Platinbleches, dessen Dicke  $d = 0,01$  cm und dessen Oberfläche schwarz ist, und welches bei  $1800^\circ$  abs. im Vacuum strahlt, die grösste vorkommende Temperaturdifferenz

$$x = \frac{\sigma \cdot 1800^4}{\lambda} \cdot \frac{d}{2},$$

worin die Strahlungsconstante

$$\sigma = 1,28 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \cdot 10^{-12}$$

und das Wärmeleitvermögen des Platins

$$\lambda = 0,2 \frac{\text{g-Cal.}}{\text{sec}}$$

gesetzt,  $x = 0,34^\circ$ , also eine relativ kleine Grösse.

Innerhalb der auf das Blech aufgetragenen schwarzen Schicht sind die Temperaturdifferenzen aber viel grösser; nimmt man als Dicke 0,005 cm und als Wärmeleitung die gewiss zu hohe des Glases, also 0,002 an, so ergibt sich eine Temperaturdifferenz von  $34^\circ$ , die einer Strahlungsänderung von 7 Proc. entspricht.

Durch die Wärmeleitung und die Convection der Luft wird diese Temperaturdifferenz noch vergrössert, man sieht daher, welchen Vorteil die Verwirklichung des theoretisch schwarzen Körpers gegenüber einer geschwärzten Oberfläche in der genaueren Bestimmung der Oberflächentemperatur bietet, denn der durch die Oberflächeneinheit fliessende Wärmestrom ist beim schwarzen Hohlkörper ausserordentlich gering und daher eine merkliche Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche und den tiefer liegenden Teilen nicht vorhanden.

(Eingegangen 30. Mai 1900.)

9. *Ueber die Abhängigkeit des Charakters elektrischer Dauerentladung in atmosphärischer Luft von der dem Entladungsraume continuirlich zugeführten Elektrizitätsmenge, nebst einem Anhang zur Kenntnis der Kugelblitze;*  
*von Max Toepler.*

(Gekürzte Habilitationsschrift.)

Die Mannigfaltigkeit der elektrischen Entladungserscheinungen in freier Luft von Atmosphärendruck erschwert ein Ueberblicken derselben; in vorliegender Arbeit soll nun versucht werden, sie von einem noch nicht gebräuchlichen Gesichtspunkte aus, welcher eine übersichtliche Zusammenfassung gestattet, zu behandeln.

Schaltet man in den Schliessungskreis einer galvanischen Kette oder Accumulatorenatterie einen nicht zu grossen Schlagraum, so fliesst durch letzteren ein Strom. Stromstärke und Spannung im ganzen Stromkreise reguliren sich hier derart, dass in der Stromquelle ein constanter, durch die elektromotorische Kraft der Kette gegebener, willkürlich variabler Sprung der Spannung herrscht. Die Ohm'schen Widerstände im Leiterkreise in Verbindung mit dem eigentümlichen Gaswiderstande der sich im Schlagraume ausbildenden Entladungsform (Glimmen, Büschel etc.) reguliren hier die Stromstärke als abhängig variable Grösse.

Andererseits kann man sich den Fall denken, dass an irgend einer Stelle eines Leiterkreises (mit Schlagraum) eine Elektrizitätsquelle liegt, welche die Eigentümlichkeit besitzt, dass durch sie beständig ein constanter Strom von willkürlicher Stärke erzeugt wird, und kann dann nach der sich herstellenden Verteilung der Spannung auf dem Stromkreise und der im Schlagraume auftretenden Entladungsform als abhängig variabler Grössen fragen.

Die letztere Fragestellung gewinnt dadurch praktisches Interesse, dass wir (wie in Abschnitt I näher gezeigt werden wird) in den vielplattigen Influenzmaschinen in der That

Stromquellen der zweitgenannten Art besitzen. Die in vorliegender Arbeit angegebenen Versuche zeigen aber weiter, dass die Einführung der Stromstärke als unabhängig variable Grösse auch an und für sich zweckmässig ist. Die mitgeteilten Beobachtungen ergeben nämlich, dass die *Entladungsform im Schlagraume im wesentlichen durch die Geschwindigkeit der Elektrizitätszufuhr zu den Elektroden eindeutig bestimmt ist.*

In vorliegender Arbeit will ich also versuchen, eine zusammenfassende Darstellung der Abhängigkeit des Entladungsvorganges im Schlagraume von der (mittleren) Stromstärke zu geben, und zwar ausschliesslich für Elektrizitätsentladung durch gewöhnliche Luft von Atmosphärendruck. Schon dieses Gebiet hat einen so grossen Umfang, dass ich mich im wesentlichen auf allgemein orientirende Beobachtungen und Messungen beschränken musste. Eine überwiegende Berücksichtigung hat von mir die Entladung zwischen einer zugespitzten und einer plattenförmigen (Halbleiter-)Elektrode gefunden; in diesem Falle erhält man besonders einfache Entladungsvorgänge.

#### I. Influenzmaschine als Stromquelle; Elektrodenkapazität.

Als Stromquelle diente bei meinen Versuchen eine 60 plattige Toepler'sche Influenzmaschine. Diese lieferte mit *maximaler* Umlaufgeschwindigkeit ihrer 60 beweglichen Glasscheiben (d. h. für etwa 20 Umdrehungen derselben in der Secunde):

bei 5000 Volt Spannungsdifferenz der Conductoren	2,1 Tausendstel Amp.,				
" 40000 "	" "	" "	1,9	" "	" "
" 60000 "	" "	" "	1,7	" "	" "
" 80000 "	" "	" "	0,5	" "	" "
" 90000 "	" "	" "	0,1	" "	" "

Hierdurch ist der Stromstärken-Spannungsbereich meiner Untersuchungen in vorliegender Arbeit gegeben.

Bei vielplattigen Influenzmaschinen, die mit einem Systeme von schrägen Conductoren versehen sind, ist die Elektrizitätsmenge, welche von den rotirenden Glasscheiben auf die Saugvorrichtungen (Spitzenkämme) der Maschinenconductoren abströmt, bekanntlich der Rotationsgeschwindigkeit der Scheiben nahe proportional, und nahezu *unabhängig* von der Spannung auf den Conductoren.

Gleichgültig, ob der Elektricitätsfluss im Schlagraume nahe continuirlich (z. B. in Form eines Büschellichtbogens) oder ausgesprochen zeitlich discontinuirlich (als Funkenstrom) erfolgt, gleichgültig ferner, wie gross hierbei die (mittlere) Spannungsdifferenz der Elektroden ist, die benutzte 60 plattige Influenzmaschine entwickelt in der Zeiteinheit angenähert die gleiche (der Rotationsgeschwindigkeit der Maschinenscheiben proportionale) Elektricitätsmenge.<sup>1)</sup>

Erst bei grösseren Spannungsdifferenzen als 50000 Volt nimmt die von den rotirenden Scheiben auf die Maschinenconductoren abfliessende Elektricitätsmenge rasch ab (wobei im Innern der Maschine der einer Nutzniessung unzugängliche Strom im Systeme der sogenannten Querconductoren zunimmt). Die Abnahme der gelieferten Stromstärke bei sehr hohen Spannungen ist natürlich gegebenenfalles bei Interpretation der im Schlagraume auftretenden Entladungserscheinungen zu berücksichtigen.

Die zunächst etwas eigentümlich erscheinende Einführung der mittleren Stromstärke (fortgeführten Elektricitätsmenge) als einer *unabhängig* Variablen, der Entladungsform und der Spannungsdifferenz der Elektroden als abhängig variabler Grössen erscheint nach dem Gesagten durchaus gerechtfertigt.

*Elektrodenkapacität:* Die Auflösung des constanten Maschinenstromes in eine Reihe von Stossentladungen im Schlagraume ist bedingt durch die Möglichkeit, auf den *Leiterteilen* beiderseits des Schlagraumes Elektricität anzuhäufen.

Ich will unter „*Elektrodenkapacität*“ bei jeder Elektrode die gesamte elektrische Capacität (in Centimetern oder Farad) aller derjenigen Leiterteile verstehen, welche in gutleitender, *metallischer* Verbindung mit dem Einstromungspunkte der Elektricität in den Schlagraum stehen, und demnach unter Umständen ihre Ladung in letzteren momentan einströmen lassen können.

Sind die Elektroden metallisch mit den Maschinenconductoren verbunden, oder erfolgt die Entladung einfach zwischen den auseinandergezogenen Maschinenconductoren, so ist hiernach die Elektrodenkapacität beiderseits je vom Schlagraume

1) Vgl. hierzu auch Tab. IX im XI. Abschnitte der vorliegenden Arbeit.

bis zu den rotirenden Glasscheiben (der eigentlichen Stromquelle), also die Maschinenconductoren mit umfassend, zu rechnen. Sind *sehr grosse* Widerstände (Flüssigkeitssäulen, Halbleiter) in die Zuleitungen zu den Schlagraumelektroden eingeschaltet, so zählt die Elektrodenkapazität nur vom Schlagraume bis zu diesen Widerständen. Ist das Material der Elektrode selbst ein Halbleiter, so ist ihre Elektrodenkapazität als *sehr klein* anzusehen.

Ist die Elektrodenkapazität beiderseits des Schlagraumes *verschieden gross*, so erfolgt, wie gleich hier vorausgreifend bemerkt sei, der Entladungsvorgang derart, als ob beiderseits die *kleinere* Elektrodenkapazität vorhanden wäre; dies gilt jedoch nur so lange, als der Unterschied beider Capacitäten nicht allzugross ist.

## II. Klassifikation der Entladungsformen.

Der Durchgang der Elektrizität durch einen Luftraum hängt in qualitativer und quantitativer Hinsicht mit sehr vielen verschiedenartigen Grössen zusammen. Man kann hier unterscheiden — zunächst die in jedem einzelnen Falle *willkürlich festgelegten* Grössen, wie Intensität der Stromzuführung, Schlagweite, Elektrodengestalt, Elektrodenkapazität, Luftdruck im Schlagraume, magnetische Feldstärke, Temperatur in ihm, die Gasart, welche den Schlagraum erfüllt (feuchte, trockene Luft) etc. — andererseits aber Grössen wie die Spannungsdifferenz der Elektroden, die Grösse und Gestalt der Fläche, aus welcher die Elektrizität wirklich in den Schlagraum eintritt, die Wirkung des Stromes auf die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden, die Art der räumlichen Ausbreitung des Elektrizitätsflusses im Schlagraume, die Aenderung des elektrischen Feldes durch die Menge und Verteilung der je gerade im Schlagraume befindlichen elektrischen Teilchen, die chemische Veränderung des Gases im Schlagraume (Ozonisirung eventuell Ionisirung), die Wärmeerzeugung durch den Strom selbst etc., vor allem auch das mehr oder minder energische Mitreissen der Luft (Ausbildung von Gebläsen<sup>1)</sup> durch den Strom). Diese zweit-

1) A. v. Obermayer hat hierbei Windgeschwindigkeiten bis zu 2 m/sec nachgewiesen; vgl. Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 93. p. 419. 1886.



genannten Factoren lassen sich zwar auch zum Teil willkürlich beeinflussen, sind aber doch im grossen und ganzen nur als *sich selbst gegenseitig regulirende* anzusehen.

Bei Anstellung von Entladungsversuchen (mit constanter Stromzuführung) verfährt man nun derart, dass man für eine bestimmt getroffene Wahl der erstgenannten, willkürlichen Grössen beobachtet, was im Schlagraume vor sich geht. Es ist nun zweierlei möglich; entweder die gegenseitige Selbstregulirung der zweitgenannten Grössen führt zu einem nahezu stationären Zustande des Elektrizitätsflusses im Schlagraume oder nicht. In ersterem Falle sprechen wir von einer (zeitlich) nahe continuirlichen Entladung (*Dauerentladung*), wie z. B. im Flammenbogen, in letzterem Falle dagegen von zeitlich discontinuirlicher Stossentladung, deren hervorragendster Repräsentant der Funkenstrom ist.

*Formen der nahe continuirlichen Entladung:* Die Gesamterscheinung des nahe continuirlichen Entladungsvorganges kann nun, wie die Beobachtung lehrt, sehr verschiedenartig sein. So unterscheidet man

Glimmentladung,  
 Büschelentladung,  
 Büschellichtbogen <sup>1)</sup>,  
 Flammenbogen.

Diese Unterscheidung stützt sich zunächst nur auf eine ganz specielle Eigenschaft des Entladungsvorganges, nämlich auf seine Lichterscheinung; sie erweist sich aber auch sonst als recht zweckmässig. Zu berücksichtigen ist hierbei freilich, dass sich überall lückenlose Uebergänge zwischen den einzelnen Entladungsformen beobachten lassen, dass also die Klassification nicht immer streng durchführbar ist. Auch dürfte mit den genannten die Zahl der zweckmässigerweise voneinander überhaupt zu unterscheidenden Entladungsformen, wenigstens bei grösserer Schlagweite <sup>2)</sup>, noch nicht erschöpft sein.

1) Diese Entladungsart habe ich früher eingehender untersucht; vgl. Wied. Ann. **63**, p. 109. 1897; Abhandl. d. naturw. Gesellsch. Isis in Dreden 1898. p. 3, sowie Beibl. **22**. p. 596. 1898; schliesslich Wied. Ann. **66**. p. 660, 1898 und **69**. p. 680. 1899.

2) Vgl. die Angaben über die „Streifenentladung“ in Abschn. XXII.



*Formen zeitlich discontinuirlicher Entladung:* Wenn im Schlagraume ein Elektrizitätsfließen nur stossweise mit sich wiederholender Unterbrechung stattfindet, so beobachtet man solche Entladungserscheinungen, welche sich auffassen lassen als ein wiederholtes *kurzdauerndes* Auftreten von Formen der nahe continuirlichen Entladung.

Positiver und negativer Anteil jeder Entladung.

A. Bei Anwendung *symmetrischer* Versuchsanordnung zwischen gleich beschaffenen, gleich grossen Metallelektroden bilden sich keineswegs die einfachsten Entladungsvorgänge aus.

Alle Entladungserscheinungen lassen hier mehr oder minder deutlich einen positiven (der Anode zugelegenen) und einen negativen Anteil (nach der Kathode hin) unterscheiden. Das Grenzgebiet zwischen beiden Anteilen heisst „ausgezeichnete Stelle“. <sup>1)</sup>

Eine gleich intensive Entwicklung des positiven und negativen Antheiles ist — auch bei ganz symmetrischer Versuchsanordnung — nur selten. Meist überwiegt der positive Anteil.

Es wurde im Vorangehenden stillschweigend angenommen, dass die Entladungsform beider Anteile der Gesamterscheinung gleichartig ist, dass z. B. beide Anteile die Gestalt der Büschelentladung haben, oder beide diejenige des Büschellichtbogens besitzen etc. Dies ist indessen keineswegs immer der Fall; nicht allzu selten beobachtet man z. B., dass der

1) Am schärfsten findet sich die ausgezeichnete Stelle meist in der Lichterscheinung der Büschelentladung ausgeprägt; sie ist hier das Gebiet des Aufeinandertreffens des positiven und negativen Gebläses. Bezüglich der ausgezeichneten Stelle beim Büschellichtbogen vgl. Abhandl. Isis l. c., sowie Beibl. l. c. Bezüglich des Flammenbogens vgl. u. a. O. Lehmann, Wied. Ann. 63. p. 297. Fig. 9. 1897. Auch die Funkenentladung lässt die ausgezeichnete Stelle erkennen, entweder direct (als dunkle Intermittenzstelle, vgl. P. Riess, Pogg. Ann. 137. p. 451. 1869) oder besser noch bei Beobachtung des Funkens mit dem Schlierenapparate (vgl. A. Toepler, Pogg. Ann. 134. p. 199, sowie Taf. III, Fig. 4—8. 1868); besonders deutlich erscheint die ausgezeichnete Stelle oft in der Spur auf Russ etc. gleitender Funken (vgl. Abhandl. Isis l. c. Photograph 22; K. Antolik, Wied. Ann. 3. p. 483. 1878).

eine Anteil die Form der Büschelentladung, der andere die des Büschellichtbogens zeigt.<sup>1)</sup>

*Jeder Anteil erscheint hiernach bis zu einem gewissen Grade als ein selbständiges Gebilde.*<sup>2)</sup>

B. Durch besondere Wahl der Versuchsbedingungen lässt sich der eine oder andere Entladungsanteil bis zu hohem Grade *willkürlich* unterdrücken. Man beobachtet nämlich, dass einerseits die Gestalt der Elektroden, andererseits die Elektroden-capacität die Lage der ausgezeichneten Stelle beeinflussen. *Steht ein plattenförmiger Halbleiter (Schiefer, Basalt) einer spitzen Metallelektrode von nicht zu kleiner Capacität gegenüber, so ist der Entladungsanteil der Halbleiterplatte in der Regel fast ganz unterdrückt; dies ist daran zu erkennen, dass hier die ausgezeichnete Stelle unmittelbar an den Halbleiter herangerückt ist.*

Entladungen mit weitaus überwiegendem, positivem Anteile will ich im Folgenden kurz als *positive Entladungen*, oder auch als Entladungen positiven Charakters bezeichnen, zur Unterscheidung von *negativen Entladungen*, bei denen der negative Anteil überwiegt.

Eine *vollständige* Unterdrückung des positiven oder negativen Anteiles habe ich nur selten beobachten können. Meist blieb bei überwiegend negativer Entladung wenigstens eine schwache positive Glimmlichthaut an der Anode sichtbar, bei überwiegend positiver Entladung wenigstens das erste negative Licht (das sogenannte helle Kathodenlicht gasverdünnter Räume); in der Regel blieb jedoch auch noch das zweite Licht (entsprechend dem sogenannten ziegelroten Lichte beim Büschellichtbogen bez. dem Pinsel der negativen Büschelentladung)<sup>3)</sup> erhalten.

Wir haben hiernach, als die Grenzfälle *einseitiger* Entwicklung des nahe continuirlichen Entladungsvorganges, das Auftreten folgender Entladungsformen zu erwarten:

1) Vgl. Abhandl. Isis I. c. Fig. 14.

2) Vgl. hierzu auch O. Lehmann, Elektr. Lichtersch. p. 10, sowie Taf. IV. Figg. 10 u. 11. Hr. O. Lehmann nennt derartige Entladung mit verschiedenartigen Anteilen „gemischte Entladungsarten“.

3) Vgl. Abhandl. Isis, I. c. p. 12; Wied. Ann. 66. p. 670. Fig. 4. 1898; Beibl. 22. p. 596. 1898.

I. Ueberwiegend *positive Entladung*

positiver Anteil		negativer Anteil (verkümmert)	
Glimmentladung	} combinirt mit	{	Glimm- bez. Büschel- entladung.
Büschelentladung			
Büschellichtbogen			
Flammenbogen			

II. Ueberwiegend *negative Entladung*

positiver Anteil (verkümmert)		negativer Anteil	
Glimmentladung	} combinirt mit	{	(Glimmentladung)
			Büschelentladung
			Büschellichtbogen
			Flammenbogen

C. Eine dritte Gruppe von Entladungserscheinungen bilden diejenigen, welche nur *eine einzige Elektrode* besitzen, wie z. B. die Elmsfeuer. An die Stelle der zweiten Elektrode mit unterdrücktem Anteiile tritt hier ein ausgedehnter Luftraum (eventuell eine Wolke etc.), welcher die Zerstreuung der aus der Elektrode ausströmenden positiven oder negativen Elektrizität übernimmt. Der im vorher besprochenen Falle schon überwiegende Entladungsanteil erscheint hier gänzlich isolirt.

Es schliessen sich den letztgenannten endlich diejenigen Entladungsvorgänge an, bei denen von einer bestimmten festbegrenzten Elektrode überhaupt nicht gesprochen werden kann; hierher gehören z. B. Blitze zwischen den Wolken, die Funken in einer kleinen Oeffnung einer Wand zwischen zwei mit Wasser (oder Luft) gefüllten Räumen<sup>1)</sup> etc.

In vorliegender Arbeit wird die *zweite Gruppe* von Entladungserscheinungen, bei denen in endlichem Schlagraume *ein Anteil der Entladung möglichst unterdrückt* ist, umfassend behandelt werden. Ihre Untersuchung liegt deshalb am nächsten, weil einerseits die Entladungsvorgänge hier noch nicht so complicirt sind, wie bei der ersten Gruppe, und andererseits ein eingehendes Studium der letzten, einfachsten Gruppe unerfüllbare Ansprüche an die verfügbaren Spannungen und zugleich Stromstärken stellen würde.

Dem Vorangegangenen wird sich die Zusammenstellung der Beobachtungsergebnisse im fünfzehnten Abschnitte unmittelbar anschliessen.

1) Vgl. A. Righi, Atti della Acc. dei Lincei 1. p. 329. 1877.

# Beobachtungen und Messungen I. (Grenzstromstärken.)

## III. Versuchsanordnung.

In Fig. 1a und 1b ist die im Folgenden zumeist benutzte Versuchsanordnung schematisch dargestellt. Es bedeutet in Fig. 1a:  $M$  eine 60 plattige Toepler'sche Influenzmaschine;

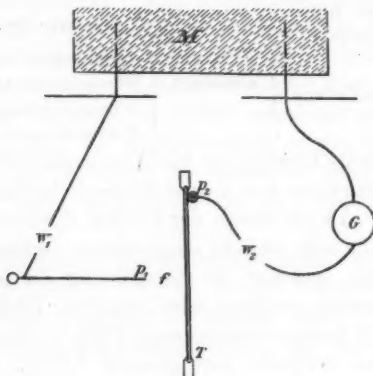


Fig. 1a.

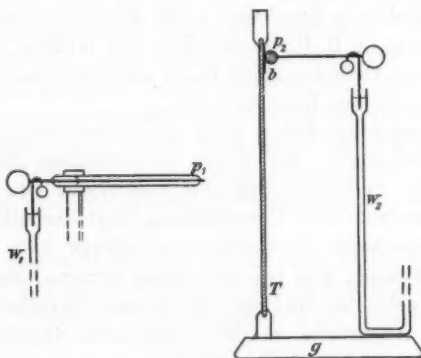


Fig. 1b.

$w_1$  und  $w_2$  zwei Wasserwiderstände (je ca. 5 Millionen Ohm);  $G$  ein Wiedemann'sches Galvanometer mit wenigen gut isolirten Windungen, isolirt aufgestellt. Die Stromleitung führte

einerseits von dem einen Maschinenconductor metallisch bis zum Widerstande  $w_1$  und von diesem wieder metallisch bis zur Elektrode  $p_1$ , andererseits metallisch von dem anderen Maschinenconductor durch das Galvanometer  $G$  nach  $w_2$ , von  $w_2$  dann metallisch bis zu dem kleinen Stanniolbelege  $b$  auf der Rückseite der Schieferplatte  $T$ . Irgend welche Funkenbildung auf den Zuleitungen (infolge mangelnden Contactes) war sorgfältig vermieden. Fig. 1b zeigt eingehender die meist benutzte Anordnung der Elektroden des Schlagraumes  $f$ . Ein 0,15 cm starker, vorn (bei  $p_1$ ) abgerundeter Stahlstab (Stricknadel) war fast seiner ganzen Länge nach von einer 1 cm weiten Glasröhre conaxial umgeben. Das Stahlstabende  $p_1$  überragte das bis auf 0,2 cm Weite verjüngte Glasrohr um 0,2 cm. Die andere Elektrode wurde gebildet von einer 0,2 bis 0,3 cm starken, 23 cm hohen, 16 cm breiten ebenen Schieferplatte.<sup>1)</sup> Eine Elektrizitätsausstrahlung der Schiefertafelränder war durch Tränken und Ueberziehen ihrer Holzfassung mit Paraffin möglichst vermieden. Als Unterlage diente eine 2 cm starke, ihrerseits wieder auf einer ausgedehnten Glasplatte aufliegende Paraffinplatte ( $g$ ).

#### IV. Grenzstromstärke zwischen positiver Glimmentladung und Funkenstrom bez. positiver Büschelentladung.

Die Versuchsbedingungen waren hier so gewählt, dass der positive Anteil der bei grösserer Stromstärke auftretenden Entladungsarten (Büschel, Funkenstrom oder Büschellichtbogen) eine überwiegende, den Schlagraum völlig oder wenigstens fast vollständig erfüllende Ausdehnung zeigte. Bei der Glimmentladung war hierbei die Lichterscheinung an der Anode auf das Auftreten der bekannten, bläulich-violetten Lichthaut beschränkt; die Kathode zeigte entweder einen oder mehrere mattblaue Lichtpunkte oder schwach entwickelte Büschel.

Wird bei Glimmentladung die mittlere Stromstärke langsam vermehrt, so steigt die Spannungsdifferenz der Elektroden. Schliesslich erreicht man aber eine Stromstärke, bei der die

---

1) In den zunächst folgenden Abschnitten ist die Anordnung der Elektroden etwas geändert.

Glimmentladung in Büschelentladung oder (bei nicht verschwindend kleiner Elektrodenkapazität) in einen Funkenstrom übergeht. Die Stromstärke, bei welcher diese Aenderung der Entladungsform eintritt, sei als die „Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung“ bezeichnet.

In Tabelle I ist für Schlagweiten von 1—10 cm die Grenzstromstärke in tausendstel Ampère angegeben, wie sie sich bei verschiedener Wahl der Elektroden ergeben hat.

Bei den Messungen der ersten bis fünften Horizontalreihe diene als Kathode (an Stelle der Schieferplatte der Fig. 1) eine Zinkkugel von 40,1 cm Durchmesser. Der negative Influenzmaschinenpol war bei Reihe 1 bis 4 zur Erde abgeleitet, das Galvanometer war also hier keinen erheblichen Spannungen ausgesetzt; bei Reihe 5 bis 7 war dagegen kein Punkt des Stromkreises zur Erde abgeleitet. Reihe 3 und 4 unterscheiden sich nur dadurch, dass die Beobachtung ihrer Werte an verschiedenen Tagen erfolgte. Nur bei Reihe 7 waren die Widerstände  $w_1$  und  $w_2$  (vgl. Fig. 1) ausgeschaltet (durch Metallbügel überbrückt).

Tabelle I.

	Durchm. der Anode in cm	Durchmesser der Kathode in cm	Luftdruck in cm Hg	Zimmertemp. in ° Cels.	Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung in Milliamp. bei einer Schlagweite (in cm) von									
					1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	Spitze	40,1	74,8	18,1	0,115	0,111	0,105	0,122	0,107	0,126	0,118	0,107	0,115	—
2	0,5	40,1	75,1	18,7	—	0,298	0,321	0,313	0,304	0,302	—	—	—	—
3	1,0	40,1	75,4	20,1	—	—	0,203	0,204	0,203	0,206	—	—	—	—
4	1,0	40,1	74,7	18,1	—	(0,191)	0,225	0,241	0,248	0,271	—	—	—	—
5	1,0	40,1	74,7	18,1	—	—	0,241	0,233	0,245	0,241	0,273	—	—	—
6	1,2	Spitze	74,7	20,3	—	0,20	—	0,15	—	0,17	—	0,19	—	0,20
7	1,2	Spitze	74,7	20,3	0,101	0,120	0,128	0,114	0,104	0,104	0,117	0,123	0,115	0,128

Die Tabellenwerte sind mit wenigen Ausnahmen Mittel aus je fünf Bestimmungen.

Die Wertefolgen der Tabelle zeigen, dass die Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung gegen Funkenstrom bez.

positive Büschelentladung hin von der Schlagweite nahezu unabhängig ist.<sup>1)</sup>

Wiederholte Beobachtungen bestätigten diese Thatsache. Dabei war aber, wie auch Tabelle I zeigt, die Grösse der Grenzstromstärke von Fall zu Fall sehr verschieden; sogar mit gleicher Versuchsanordnung und den gleichen Elektroden erhielt ich an verschiedenen Tagen verschiedene Absolutwerte. Nach allem scheint mir der Wert der Grenzstromstärke, bei welcher jeweilig der Uebergang von positiver Glimmentladung in Funkenstrom oder Büschelentladung eintritt, weniger von der Grösse der Elektrode, als von deren Oberflächenbeschaffenheit und damit zusammenhängend von der Ausbildung des wirklich glimmenden Oberflächengebietes abzuhängen.

#### V. Existenzbereiche der einzelnen positiven Entladungsarten.

Die benutzte Versuchsanordnung war diejenige der Fig. 1a; nur war die Schiefertafel  $S$  entfernt und  $p_2$  stand  $p_1$  gegenüber. Als Anode  $p_1$  diente eine Messingkugel von 0,5 cm Durchmesser, als Kathode  $p_2$  eine solche von 2,5 cm Durchmesser.

War die Schlagweite gross, z. B. 7 cm lang, so zeigten sich bei allmählicher Steigerung der mittleren Stromstärke im Schlagraume nacheinander folgende Entladungserscheinungen.<sup>2)</sup>

Bei schwächstem Strome erschienen an der Anode *zischende Lichtfäden*; waren diese gut entwickelt, so bildete jede dieser in nahe gleichen Zeitintervallen auftretenden

1) Nähert man sich bei möglichst gleichmässiger Stromzufuhr der Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung, so ändert sich in vielen Fällen deren Aussehen; es entsteht ohne Unstetigkeit ganz allmählich an der Anode eine rötliche züngelnde oder flackernde, geräuschlose Lichtspitze, welche mehr als 0,5 cm lang werden kann. Diese Weiterbildung der Glimmentladung habe ich früher (Wied. Ann. 66, p. 660. 1898) schon als Büschelentladung aufgefasst, und daher (l. c.) von einer constanten Grenzstromstärke der positiven Büschelentladung gesprochen.

2) Jede derselben ist bei jeweilig constant gehaltener Stromstärke beliebig lange zu erhalten.

Der negative Anteil war hier (metallische Kathode) nicht gänzlich unterdrückt, füllte jedoch in allen Fällen höchstens 1 cm der Schlagweite. An der Kathode traten bei sehr geringer Stromstärke zischende (bläuliche) Lichtfäden, später Büschel oder rötliche Lichtfäden auf.



Einzelentladungen je eine baumartige, fein verästelte Lichtfigur, den bekannten, an Reibungselektrismaschinen bei hoher Spannung und grosser Schlagweite jederzeit zu beobachtenden gewöhnlichen, intermittierend *stossweise vorschiessenden* positiven *Büschel*. Schon bei weniger als 0,004 Tausendstel Ampère trat an die Stelle dieser zeitlich discontinuirlichen Entladung die bekannte, nahe continuirliche geräuschlose Glimmentladung; die Anode ist hierbei nur bedeckt mit einer matten bläulichen Lichthaut; der ganze Schlagraum lichtlos. Der Stromstärkebereich der Glimmentladung reicht dann bis zu der im vorigen Abschnitte eingehender untersuchten Grenzstromstärke, welche in dem speciell vorliegenden Falle nur 0,056 Milliamp. betrug. Wurde diese Stromintensität überschritten, so erschien ein prasselnder Funkenstrom, gebildet von hellen weissen Funken. Dieser verschwand dann erst wieder bei Ueberschreiten von 0,44 Milliamp. mittlerer Stromstärke. An seine Stelle trat eine intensive, nahe continuirliche positive Büschelentladung.<sup>1)</sup> Bei wesentlich stärkerem Strome wurde dann die Büschelentladung häufiger und häufiger von einzelnen rötlichen Funken durchsetzt, und bei etwa 1,20 Milliamp. bestand die Entladung wieder in einem Funkenstrom, nur besaßen die einzelnen Funken jetzt nicht weisse, sondern rötliche Färbung. Zur Ueberführung dieses Funkenstromes in einen Büschellichtbogen (mit überwiegendem positiven Anteile) reichte bei der ins Auge gefassten grossen Schlagweite (7 cm) die maximale Maschinenstromstärke (2,1 Milliamp.) nicht hin.

Bei allmählicher *Stromschwächung* erschienen bei nahe denselben Stromstärkewerten alle die genannten Entladungsformen in umgekehrter Folge wieder.

Ebenso, wie soeben für 7 cm Schlagweite angegeben, wurden bei sonst ungeänderter Versuchsanordnung die einzelnen Grenzstromstärken auch für kleinere Schlagweiten bestimmt. Es ergab sich (Stromstärken in Milliampère):

1) Diese nahe continuirliche Büschelentladung erfolgt bei geringer Stromintensität meist gänzlich *geräuschlos*; erst bei grösserer Stromstärke hört man in der Regel ein mehr oder minder starkes Rauschen oder Sausen, manchmal auch einen hohen pfeifenden Ton. Die Geräuschbildung ist offenbar durch die Luftbewegung im Büschel veranlasst. Vgl. auch Abschnitt XIII.

Tabelle II.

Luftdruck 75,1 cm. Zimmertemperatur 18,7° C.

	Stoss- weise Ent- ladung	Glim- men	Fun- ken- strom	Bü- schel	Fun- ken- strom	Bü- schel- licht- bogen
Schlagweite $f = 1,8$ cm	0,024	0,1024	—	—	0,62	
" $f = 3,5$ "	0,004	0,080	—	—	1,20	
" $f = 5,2$ "	< 0,004	0,060	0,72	0,72	ca. 1,7	
" $f = 7,0$ "	< 0,004	0,056	0,44	1,20	> 2,0	

Die Tabellenwerte sind in Fig. 2 eingetragen (Stromstärken als Ordinaten, Schlagweiten als Abscissen) und die zusammengehörigen Werte dann zu den stark gestrichelten Curvenzügen verbunden.

Die Verteilung der einzelnen Entladungsarten im Schlagweitenstromstärkenbereiche, wie sie Tab. II und Fig. 2 angiebt, kann für Entladung positiven Charakters als typisch angesehen werden. In quantitativer Hinsicht freilich wird die specielle Lage der Existenzbereiche der einzelnen Entladungsarten von zahlreichen Grössen wesentlich beeinflusst.

Ueber den Einfluss von Grösse und Gestalt der Elektroden kann ich Bestimmtes nicht angeben. Eine *spitze* Anode begünstigt die Ausbildung der Büschelentladung, im übrigen wird jedoch an dem durch Fig. 2 wiedergegebenen Bilde wenig geändert. So zeigt Fig. 3 die Verteilung der Bereiche der einzelnen Entladungsformen für den speciellen Fall, wo eine Messingspitze als Anode einer Messingkugel von 0,5 cm Durchmesser als Kathode gegenüberstand; die Versuchsanordnung war sonst die gleiche, wie sie bei Tab. II und Fig. 2 benutzt wurde; die wirklich gemessenen Werte sind markiert.

Auf den Einfluss der Elektrodenkapazität werde ich im nächsten Abschnitt eingehen.

Es ist bekannt und schon öfters hervorgehoben, dass die Elektrizitätsentladung zwischen *gleichgestalteten*, *gleichgrossen* Elektroden von *gleicher* Elektrodenkapazität doch einen *überwiegenden* positiven Anteil zeigt. Auch für diesen Fall, d. h. bei der so viel benutzten völlig symmetrischen Versuchsanordnung, gelten demnach angenähert die Betrachtungen der letzten Abschnitte. Figg. 2 und 3 geben also auch den Typus der Ver-

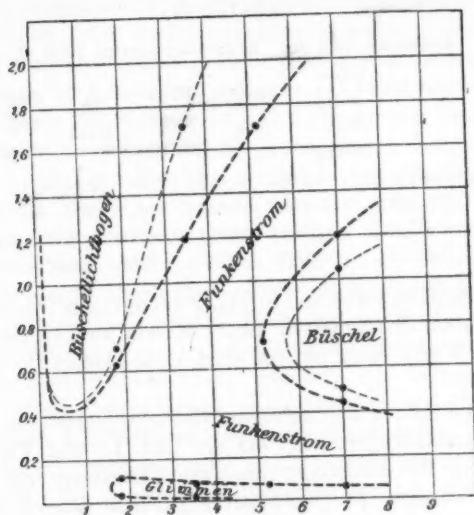


Fig. 2.

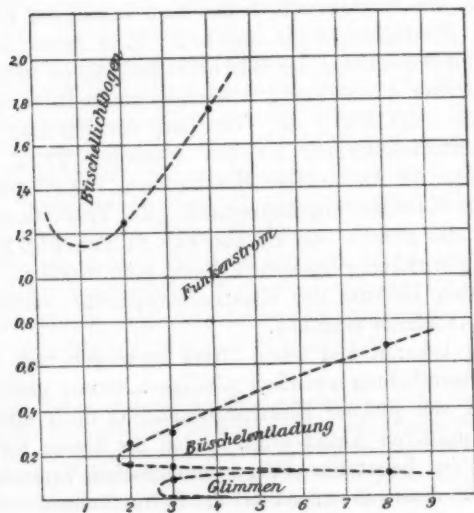


Fig. 3.

teilung der Existenzbereiche der einzelnen Entladungsarten bei ganz symmetrischer Versuchsanordnung.

#### VI. Einfluss der Elektrodencapacität.

Die Versuchsanordnung, welche die Werte der zweiten Tabelle gegeben hatte, wurde nur insofern geändert, als die beiden *Elektrodencapacitäten* (vom Schlagraume bis zu den Wasserwiderständen je durch seitliches Anfügen eines 80 cm langen, in eine Messingkugel von 6 cm Durchmesser frei endigenden Metallstabes) *erhöht* wurden. Es ergab sich jetzt:

Tabelle III.

Luftdruck 75,1 cm. Zimmertemperatur 18,7° C.

	Stoss- weise Ent- ladung	Glim- men	Fun- ken- strom	Bü- schel	Fun- ken- strom	Bü- schel- licht- bogen
Schlagweite $f = 1,8$ cm	—	—	—	—	—	0,70
„ $f = 3,5$ „	< 0,004	0,076	—	—	—	ca. 1,7
„ $f = 5,2$ „	ca. 0,002	0,066	—	—	—	> 2,0
„ $f = 7,0$ „	< 0,004	0,056	0,50	1,04	—	> 2,0

Die Messungsergebnisse der Tab. III sind gleichfalls in Fig. 2 eingetragen, und ergeben die dünn gestrichelten Curvenstücke.

Ein Vergleich der schwach gestrichelten, für vergrößerte Elektrodencapacität geltenden, mit den stark gestrichelten, einer kleineren Elektrodencapacität entsprechenden Curven zeigt die Richtigkeit des Satzes: Eine Vergrößerung der Elektrodencapacität veranlasst nach allen Seiten hin eine Vergrößerung des Bereiches des zeitlich discontinuirlichen Elektricitätsflusses (Funkenstromes).

Nach dem Vorgehenden ist vorauszusehen, dass bei *verschwindend kleiner Elektrodencapacität* zeitlich discontinuirliche Entladung überhaupt nicht mehr auftreten wird, dass also bei Stromvermehrung die positive Glimmentladung unmittelbar in die nahe continuirliche Büschelentladung, und diese direct in Büschellichtbogen übergehen wird. Diesem idealen Grenzfalle kommt die in Fig. 1a und 1b angegebene Versuchsanordnung (Schieferplatte als Kathode) schon recht nahe.

In der That beobachtet man in diesem Falle (besonders leicht, wenn man eine sehr feine Spitze wählt), dass der Uebergang der räumlich sehr beschränkten Lichterscheinung des Glimmens in die ausgedehntere des positiven Büschels ganz allmählich erfolgt. Das blaue Glimmlicht nimmt bei Stromverstärkung zunächst rötliche Färbung an, dann erscheint lautlos, ganz allmählich aus dem Dunkel auftauchend, ein vom roten Glimmlichte zunächst noch durch ein dunkel gebliebenes Gebiet getrennter, dünner, bläulicher, 1—3 cm langer, beiderseits zugespitzter Lichtstrich (vgl. Fig. 4). Dieser bildet sich dann weiter zu dem positiven, nahe continuirlichen, fast ge-



Fig. 4.

räuschlosen Büschel aus. In gleicher Weise erfolgt der umgekehrte Vorgang bei langsamer Stromschwächung.

Einen ganz allmählichen Uebergang von positiver Büschelentladung in den positiven Büschellichtbogen habe ich, wenigstens bei grösseren Schlagweiten, nicht beobachten können. Auch bei Anwendung der in Fig. 1b angegebenen Anordnung trat hier ein Funkenstrom auf, freilich nur aus rötlichen lichtschwachen, beinahe geräuschlosen Funken bestehend. Günstigstenfalls nahm jedoch die positive Büschelentladung schon Formen an, welche vor Auftreten der Funken an eine beginnende Schichtung erinnerten. Es bildeten sich nämlich in der blauen Krone des Büschels carminrote Lichtverdickungen.

#### VII. Grenzstromstärken bei rein negativer Entladung.

Im Einklange mit der Thatsache, dass man bei symmetrischer Versuchsanordnung meist Entladungen mit weit überwiegendem, positivem Anteile erhält, steht es, dass sich viel schwerer rein negative Entladung erzwingen lässt, als rein positive. Zwischen *Metallektroden*, selbst wenn die Kathode spitz und die Anode plattenförmig ist, füllt, soweit ich beobachten konnte, der positive Anteil oft noch etwa ein Drittel

des Entladungsraumes.<sup>1)</sup> Selbst Halbleiterplatten, als Anode gewählt, unterdrücken den positiven Anteil nicht immer wie gewünscht.<sup>2)</sup> Die bei den folgenden Versuchen benutzte Schieferplatte, welche *rein* negative Entladung gab, musste daher erst besonders ausgesucht werden; dieselbe Platte wurde dann auch bei den Potentialmessungen der späteren Abschnitte benutzt.

Als Kriterium dafür, dass eine Halbleiterplatte *rein* negative Entladung giebt, glaubte ich ihre Fähigkeit, einen *rein* negativen Büschellichtbogen zu geben, ansehen zu müssen. Letzterer zeigt als hervorragendste Eigentümlichkeit<sup>3)</sup> einen ausgedehnten (etwa 0,5 cm langen), der Anode unmittelbar anliegenden Anodendunkelraum; die Anode selbst kann eine blaue Glimmlichthaut zeigen.<sup>4)</sup>

Bei schwächstem Strome kann an spitzen Elektroden eine negative Glimmentladung auftreten, sonst habe ich diese Entladungsform nicht beobachtet. Es genüge daher hier ihr Vorhandensein zu erwähnen.

Bei schwachem Strome findet der Elektrizitätsfluss in Form der bekannten, ruhig brennenden negativen Büschelentladung statt. Bei stärkerem Strome und grösseren Schlagweiten bilden sich meist, selbst an spitzer Kathode, nicht nur ein einziges, sondern mehrere negative Lichtbüschel aus; dies liess sich auch bei Anstellung der nachfolgend mitgeteilten Messungen nicht immer vermeiden.

Erreicht man eine bestimmte Stromstärke, die Grenzstromstärke der negativen Büschelentladung, so geht diese bei kleiner Elektrodencapacität unmittelbar in den negativen Büschel-

1) Auch bei meinen in Wied. Ann. 66. p. 660. 1898 mitgeteilten Messungen (Metallelektroden) war bei spitzer Kathode die Entladung keine *rein* negative.

2) So ist bei dem Abhandl. Isis l. c. abgebildeten Photogramm 11 eines Büschellichtbogens der positive Anteil doch noch ca. 1 cm lang, obgleich eine Basaltplatte als Anode diente.

3) Vgl. Abhandl. Isis l. c. p. 13.

4) Die Abbildungen Wied. Ann. 63. p. 115. Figg. 10 u. 11; Abhandl. Isis l. c. Photogr. 17, 19 u. 21, sowie Wied. Ann. 69. p. 681. Fig. 2 zeigen *rein* negativen Büschellichtbogen. Der dunkle Anodenraum ist hier nichts anderes, als die ausgezeichnete Stelle zwischen dem den ganzen übrigen Schlagraum erfüllenden negativen und dem bis auf die Glimmlichthaut unterdrückten positiven Anteile.

lichtbogen über. In der Mitte des negativen Büschels bildet sich hierbei zunächst eine rötliche Lichtspitze aus <sup>1)</sup>, welche dann bei geringster Stromverstärkung rasch länger und länger wird, und so schliesslich den Büschellichtbogen bildet.

Bei nicht verschwindend kleiner Elektrodenkapazität treten zuerst an der Kathode zischende Lichtfäden, dann der bekannte, nahe continuirlich brennende negative Büschel, dann Funkenstrom, schliesslich der Büschellichtbogen auf. Also tritt wieder, ganz wie bei positiver Entladung, zwischen den nahe continuirlichen Entladungsformen ein zeitlich discontinuirlicher Elektrizitätsfluss auf.

Als die Versuchsanordnung genau die in Figg. 1a und 1b angegebene, mit Einschaltung der Widerstände  $w_1$  und  $w_2$  war, erschien nur noch ganz vorübergehend ein Funkenstrom zwischen Büschelentladung und Büschellichtbogen, oft auch blieb er ganz aus. Die beiden ersten Reihen der folgenden Tabelle geben die Grenzstromstärken Büschel-Funkenstrom und Funkenstrom-Büschellichtbogen. Die Grenzstromstärkenwerte der beiden letzten Reihen erhielt ich, als die Kathodencapazität durch metallische Ueberbrückung des Widerstandes  $w_1$  bis zu den rotirenden Maschinenscheiben ausgedehnt, also bedeutend vergrössert war.

Tabelle IV.

Luftdruck = 74,5 cm. Zimmertemperatur = 19,0° C.

Schlagweiten $f$ in cm	1	2	3	4
Kleine Kathodencapazität.				
Grenzstromst.: neg. Büschel = Funkenstrom	0,34	0,54	0,66	0,80
„ : Funkenstrom = Büschellichtbogen	0,38	0,57	0,70	0,88
Vergrösserte Kathodencapazität.				
Grenzstromst.: neg. Büschel = Funkenstrom	0,35	0,54	0,69	—
„ : Funkenstrom = Büschellichtbogen	0,47	0,82	1,14	—

#### VIII. Ueber eine neue negative Entladungsart.

Ich vermutete, dass vielleicht bei künstlicher Verhinderung der Stromstreuung des negativen Büschels eine dem positiven Büschel ähnliche Entladungserscheinung auftreten würde. Dies ist bis zu gewissem Grade in der That der Fall.

1) Vgl. M. Toepler, Wied. Ann. 63. p. 115. Fig. 11. 1897.



Die Versuchsanordnung war folgende. Aehnlich, wie in Fig. 1b angegeben, war ein 0,15 cm starker Stahlstab fast seiner ganzen Länge nach von einer 0,7 cm weiten Glasröhre umhüllt. Das vordere Ende der Glasröhre war jedoch hier bis auf eine 0,1 cm weite Oeffnung zugezogen; diese enge Glasrohröffnung ragte über das abgerundete Ende des Eisenstabes um 0,2 cm hinaus. Dieser Kathode stand ein 0,5 cm starker, vertical gestellter Messingstab als Anode gegenüber. Kathode und Anode waren metallisch mit den Maschinenconductoren verbunden.

Bei schwachem Strome zeigte sowohl die Eisenkuppe, als auch die Glasrohröffnung je ein negatives Büschel (Diaphragmen-

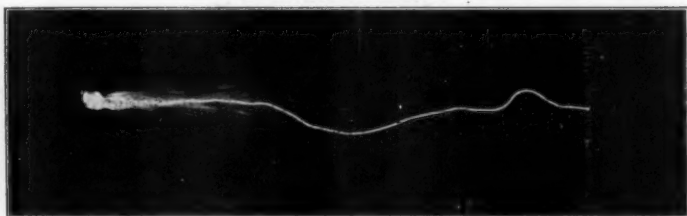


Fig. 5.

wirkung). Bei stärkerem Strome traten aus dem Glasrohre züngelnde, carminrote Lichtfäden hervor. Diese wurden mit weiter vermehrtem Strome länger und länger. Jeder dieser Lichtfäden liess deutliche, wenn auch unregelmässige Schichtung erkennen. Währenddem zeigte die Anode immer nur zahlreiche Glimmlichtpunkte. Der ganze Entladungsvorgang erfolgte *völlig geräuschlos*. Die negativen Lichtfäden konnten schliesslich bis etwa  $\frac{2}{3}$  des Schlagraumes erfüllen, dann aber ging die Entladung in einen Funkenstrom über. Fig. 5, die Reproduction eines mit 2 Sec. Expositionszeit aufgenommenen Photogrammes, zeigt (in natürlicher Grösse) die in Rede stehende Art von negativer Entladung bei grösstmöglicher Ausdehnung derselben, absichtlich aber auch noch zum Vergleiche einen einzigen Funken.

Die in Fig. 5 abgebildete Entladungsform ist wohl als eine specielle Form von negativem Büschellichtbogen aufzufassen, bei welchem die Lichterscheinung den Schlagraum noch

nicht ganz überbrückt. Der erste Ansatz zur Bildung der beschriebenen eigentümlichen Form negativer Entladung *ohne* künstliche Bahnverengung ist meiner Meinung nach schon die Bildung einer roten Lichtspitze in der Mittelaxe des gewöhnlichen Büschels, wie sie die bereits mitgeteilte Photographie <sup>1)</sup> eines negativen Büschels zeigt. Ich halte es für wahrscheinlich, dass die negative Büschelentladung bei grosser Schlagweite stets zunächst in einen der hier beschriebenen Entladungsform ähnlichen *halben* Büschellichtbogen übergehen wird.

## Beobachtungen und Messungen II.

(Spannungsdifferenzen.)

### IX. Versuchsanordnung.

Schaltet man parallel zu der Hauptschlagweite, in welcher eine nahe continuirliche Entladungsart herrscht, einen Nebenschlagraum (im Folgenden stets mit  $F$  bezeichnet) mit *grossen* kugelförmigen Elektroden, so lassen sich Spannungsmessungen folgendermassen ausführen. Man nähert, während im Hauptschlagraume dauernd nahe continuirliche Entladung bei constanter, willkürlich gewählter Stromstärke stattfindet, die grossen Polkugeln der Nebenschlagweite einander ganz allmählich mehr und mehr, bis *zum ersten Male* im Nebenschlagraume ein Funken bez. Funkenstrom auftritt. Die *Anfangspotentialdifferenz* der so gefundenen Nebenschlagweite  $F$  ist dann gleich der *Entladungspotentialdifferenz* in der Hauptfunkenstrecke. Man kann aber auch eine bestimmte Nebenschlagweite  $F$  fest einstellen und dann die Stromstärke im Hauptschlagraume so lange langsam ändern, bis zum ersten Male bei  $F$  eine Entladung einsetzt; in diesem Falle erhält man die zu einer (durch die Wahl der Länge  $F$ ) festgelegten, bestimmten Spannungsdifferenz zugehörige Stromstärke. Die Grösse des Anfangspotentiales für jede beliebige Länge der Nebenschlagweite  $F$  wird hierbei als bekannt vorausgesetzt. Zu berücksichtigen ist freilich, dass man in den Fällen, wo die Spannungsdifferenz nicht constant, sondern Schwankungen von kurzer Dauer ausgesetzt ist, durch Bestimmung der Neben-

1) M. Toepler, Wied. Ann. 63. p. 115. Fig. 11. 1897.

schlagweite keine mittleren, sondern die maximalen Spannungsdifferenzen erhält. Da während des Vorhandenseins irgend einer Dauerentladung (Glimmen, Dauerbüschel, Büschellichtbogen), soweit ich beobachten konnte, bei constanter Stromstärke eine nahezu constante Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden herrscht, so unterscheiden sich die gemessenen Spannungsdifferenzenmaxima von den Spannungsdifferenzenmitteln nicht erheblich. Nur in der Nähe des Ueberganges einer

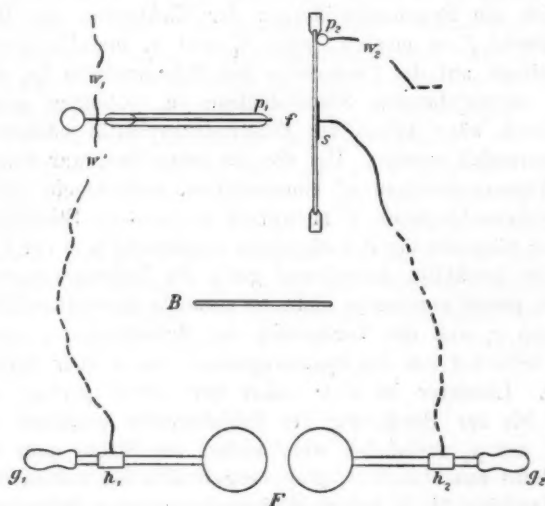


Fig. 6.

nahe continuirlichen Entladungsart in eine andere treten auch bei kleiner Elektrodenkapazität relativ grosse Spannungsschwankungen auf. Die Anwendung einer Nebenschlagweite zur Messung der grossen in Frage kommenden Potentialdifferenzen (20 000—90 000 Volt) empfiehlt sich zu orientirenden Messungen deshalb, weil sie eine sehr rasche Einstellung gestattet.

Die Einzelheiten der zu Spannungsmessungen benutzten Versuchsanordnung sind in Fig. 6 schematisch dargestellt. Die Nebenschlagweite  $F'$  besass Messingpolkugeln von je 6 cm Durch-

messer; diese waren an Messingstäbe von 0,6 cm Durchmesser angeschraubt, welche durch die Metallhülsen  $h_1$  und  $h_2$  gehalten wurden. Letztere wurden von zwei je 41 cm hohen Glasstützen getragen, deren gegenseitiger Abstand 30 cm betrug. Da die beiden Metallstäbe (mit ihren Polkugeln) in den Hülsen  $h_1$  und  $h_2$  leicht verschieblich waren, so liess sich die Schlagweite  $F$  mittels der isolirenden Handhaben  $g_1$  und  $g_2$  rasch vergrössern oder verkleinern. Gegenseitige Belichtung der Schlagräume  $f$  und  $F$  verhinderte die Ebonitplatte  $B$ . Um wirklich die Spannungsdifferenz der Elektroden der Hauptschlagweite  $f$  zu messen, wäre  $h_1$  und  $h_2$  metallisch mit  $p_1$  und einem auf die Vorderseite der Schieferplatte ( $p_1$  gegenüber) aufzuklebenden Stanniolbelege zu verbinden gewesen. Hierdurch wäre jedoch die Elektrodenkapazität beiderseits  $f$  sehr vermehrt worden. Um dies zu vermeiden, war einerseits der Wasserwiderstand  $w'$  eingeschaltet, andererseits der mit der Nebenschlagweite  $F$  metallisch verbundene Stanniolbeleg auf der Rückseite der Schieferplatte angebracht ( $s$  in der Fig. 6). Bei der gewählten Anordnung giebt die Nebenschlagweite  $F$  freilich genau genommen nicht die gesuchte Spannungsdifferenz zwischen  $p_1$  und der Vorderseite der Schieferplatte, sondern diese vermehrt um den Spannungsabfall von  $s$  quer durch die Platte. Letzterer ist aber sicher nur relativ gering; selbst als  $p_1$  bis zur Berührung der Schieferplatte genähert und  $s$  direct mit  $p_2$  verbunden war, sodass der Strom quer durch die Platte von  $s$  nach  $p_1$  ging, ergab sich bei vollem Gange der Maschine (d. h. bei 2 Milliamp.) nur eine Nebenschlagweite  $F$  von etwas über 0,1 cm. Hieraus ist zu schliessen, dass bei der in Fig. 6 angegebenen Art der Nebenschaltung die Spannungsdifferenz bei  $F$  im *ungünstigsten* Falle nur bis zu 5000 Volt grösser sein kann als die gesuchte Spannungsdifferenz zwischen  $p_1$  und der  $p_1$  zugekehrten Seite der Schieferplatte.

Im Folgenden ist zur bequemeren Orientirung stets ausser der gemessenen Nebenschlagweite  $F$  (in cm) auch noch die  $F$  entsprechende Spannungsdifferenz (Anfangspotential) in Volt angegeben (vgl. die diesbezügliche Anmerkung in Abschnitt XIX).

**X. Abhängigkeit der Spannungsdifferenz der Elektroden von der Stromstärke, und Grenzspannung bei (negativer Büschel- und) positiver Glimmentladung.**

Für gleiche Schlagweite und gleiche Stromstärke ist die Spannungsdifferenz der Elektroden wie bekannt (vgl. die Literaturangaben Abschnitt XVII und XXIII) bei positiver Entladung in Form von Glimmen (Spitze = Anode) nahe die gleiche wie bei negativer Büschelentladung (Spitze = Kathode).

Ver mehrt man (bei gleichbleibender Schlagweite  $f$ ) die Stromstärke, so nimmt die Spannungsdifferenz zwischen Spitze und (Halbleiter-)Platte rasch zu, und erreicht bei der Grenzstromstärke ihren grössten Wert, die „Grenzspannung“.

Für die fest eingestellte Hauptschlagweite  $f$  von 4,3 cm Länge (Versuchsanordnung der Figg. 1 a und b) wurden folgende Messungen ausgeführt (Tabelle V). Bei fest eingestellter willkürlicher Schlagweite  $F$  wurde, mit schwachem Strome in  $f$  beginnend, dessen Stärke langsam vermehrt, bis bei  $F$  ein Funkenstrom auftrat. Es wurde also diejenige Stromstärke bestimmt, bei welcher die (Entladungs-)Spannungsdifferenz im Hauptschlagraume soeben den Wert der Anfangspotentialdifferenz bei  $F$  erreichte. Es ergab sich:

Tabelle V.

Luftdruck = 75,2 cm. Zimmertemp. = 18,9° C. Schlagweite  $f$  = 4,3 cm.

Schlagweite $F$ in cm	0,75	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25
dementspr. Pot. Diff. in Volt	25200	32600	39700	46400	52800	58900	64600
zugehörige Stromstärke in M.-A.	bei pos. Glimmen	0,034	0,075	—	—	—	—
	bei neg. Büschel	0,038	0,088	0,120	0,168	0,256	0,336
							0,464

Bei Ueberschreiten von 0,464 Tausendstel Ampère ging die negative Büschelentladung im Hauptschlagraume in einen Funkenstrom über; demnach war hier 0,464 Milliamp. die Grenzstromstärke und 64600 Volt das Grenzpotential der negativen Büschelentladung. Dagegen betrug die Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung nur 0,08 Milliamp.

Mit der gleichen Versuchsanordnung (vgl. Figg. 1a und 6) wurden mehrere Tage später für verschiedene Schlagweiten  $f$  die Grenzspannungen der negativen Büschel- und positiven Glimmentladung bestimmt. Die Tab. VI giebt die Mittelwerte aus je fünf Einzelbestimmungen.

Tabelle VI.

Luftdruck = 74,9 cm. Zimmertemperatur = 18,6° C.

Schlagweite $f$ in cm	2	3	4	5	7	11
Grenzspannung bei $\left\{ \begin{array}{l} F \text{ in cm} \\ \text{neg. Büschelentl.} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{in Volt} \end{array} \right.$	0,78 26100	1,41 44100	2,05 60200	2,50 70000	— —	— —
Grenzspannung bei $\left\{ \begin{array}{l} F \text{ in cm} \\ \text{pos. Glimmentl.} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{in Volt} \end{array} \right.$	0,61 20700	0,92 30200	1,42 44300	1,73 52400	1,98 58400	2,6 72200
Minimalspannung $\left\{ \begin{array}{l} F \text{ in cm} \\ \text{bei pos. Büschelentl.} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{in Volt} \end{array} \right.$	— —	0,70 23700	0,81 27000	0,88 29100	1,20 38300	1,9 56500

Die Grenzspannung bei negativer Büschelentladung (erste und zweite Reihe) ist, wie man sieht, beträchtlich grösser als diejenige bei positiver Glimmentladung (dritte und vierte Reihe), entsprechend der Thatsache, dass die Grenzstromstärke der ersteren Entladungsart grösser ist als diejenige der letzteren. Die Grenzspannungen verhalten sich bei gleicher Schlagweite etwa wie 4:3.

Die Bedeutung der Werte der beiden letzten Reihen der Tabelle ist erst im nächsten Abschnitte angegeben.

Die Grenzspannungsdifferenz des positiven Glimmens an der stumpfen Spitze (gegenüber einer Platte) habe ich bei Gelegenheit weiterer Messungen noch öfters bestimmt (vgl. Tab. VIII und XII); die erhaltenen Werte schwanken zwischen weiten Grenzen. Ein wesentlicher Grund zu Unregelmässigkeiten liegt in dem grossen Einflusse, welchen schon kleine Störungen in der Stromzufuhr auf die Grenzstromstärke und Grenzspannung der positiven Glimmentladung ausüben. Schon die kleinste Unterbrechungsstelle in der Stromzuleitung zur Anode oder auch Kathode ändert den Wert der Grenzspannung. (Näheres über den Einfluss einer Lücke in den Zuleitungen ist aus Abschnitt XIV zu ersehen.)

Tab. VII giebt Grenzspannungsdifferenzen der positiven Glimmentladung zwischen Elektroden von verschiedener Grösse. Bei den angegebenen Bestimmungen standen die zusammengehörigen Elektroden der Hauptschlagweite  $f$  und Nebenschlagweite  $F$  untereinander und mit den Maschinenconductoren in *metallischer, lückenloser* Verbindung. Die Elektrodenkapazität war also hier recht erheblich, beiderseits auf *mindestens* 50 cm zu schätzen. Eine gegenseitige Belichtung beider Schlagräume war wie immer ausgeschlossen.

Als stumpfe Spitze (erste bis dritte und zehnte Tabellenreihe) diente der stets benutzte, 0,15 cm starke Stahlstab mit abgekugelm Ende (vgl. Fig. 1b). Die Elektrizitätszufuhr zu den Messingkugelanoden des Hauptschlagraumes erfolgte durch einen 0,2 cm starken, von einem dünnen Glasröhrchen eng umhüllten Messingstab. Als Kathode dienten Messingkugeln und eine Zinkkugel von 40 cm Durchmesser. Kathode und Anode waren stets beide isolirt aufgestellt, nur bei Beobachtung der Werte der fünften Horizontalreihe war die Kathode zur Erde abgeleitet.

Bei jeder Elektrodencombination wurde die Grenzspannungsdifferenz des positiven Glimmens wiederholt (an verschiedenen Tagen) bestimmt. In Tab. VII habe ich aber nicht Mittelwerte, sondern je diejenige Wertefolge mitgeteilt, welche die grössten Absolutwerte ergeben hatte; die grössten Grenzspannungsdifferenzen entsprechen den störungsfreiesten Versuchsbedingungen.

In Reihe eins, sieben und zwölf der Tabellen sind *Anfangspotentialdifferenzen* (vgl. Abschnitt XVI) angegeben. Zu ihrer Bestimmung verfuhr ich folgendermaassen. Es wurde für jede Schlagweite wiederholt die Spannungsdifferenz der Elektroden ganz allmählich, von kleinsten Werten ausgehend, erhöht, bis überhaupt eine Elektrizitätsentladung eintrat. Ist die Nebenschlagweite  $F$  klein, so beginnt der Entladungsvorgang jeweilig mit einem Funken bei  $F$ . Vergrössert man die Schlagweite  $F$  successive und wiederholt immer wieder den Versuch, so erreicht man schliesslich eine Länge  $F$ , bei welcher soeben jedem Funken bei  $F$  ein *mit Geräusch und Lichtentwicklung* verbundenes Austreten von Elektrizität aus der Anode des Hauptschlagraumes  $f$  in letzteren voraufgeht. Es wurde somit



Tabelle VII.

	Durchm. der Anode in cm	Durchm. der Kathode in cm	Luftdruck in cm Hg	Zimmertemp. in °Cels	Hauptschlagweite <i>f</i> in cm					
					2	4	6	8	10	
1	Spitze	40	75,5	18,3	Anfangspotentialdifferenz Grenzpotentialdiff. d. Glühmens Spannungsdifferenz b. Büschel	< 5400 23600 36600 (kein Büschel)	< 6900 46200 32900	< 9100 54100 40000	< 9800 62000 47800	< 10500 62000 47800
2	Spitze	40	75,5	18,3						
3	Spitze	40	75,1	17,3	"	"	"	"	"	"
4	0,5	2,5	75,3	18,9	Grenzpotentialdiff. d. Glühmens	"	"	"	"	"
5	0,5	2,5	75,3	18,9	"	"	"	"	"	"
6	0,5	3,0	75,3	19,1	"	"	"	"	"	"
7	0,5	40	75,3	19,3	Anfangspotentialdifferenz	"	"	"	"	"
8	0,5	40	74,2	18,0	Grenzpotentialdiff. d. Glühmens	"	"	"	"	"
9	0,5	40	74,2	18,0	Spannungsdifferenz b. Büschel	"	"	"	"	"
10	1,0	Spitze	74,7	20,3	Grenzpotentialdiff. d. Glühmens	"	"	"	"	"
11	1,0	3,0	75,0	19,4	"	"	"	"	"	"
12	1,0	40	76,1	19,0	Anfangspotentialdifferenz	"	"	"	"	"
13	1,0	40	75,1	17,3	Grenzpotentialdiff. d. Glühmens	"	"	"	"	"

diejenige Nebenschlagweite festgestellt, deren Anfangspotentialdifferenz sicher ein wenig grösser war als die gesuchte Anfangspotentialdifferenz des Hauptschlagraumes.

Die dritte und neunte Tabellenreihe giebt Spannungsdifferenzen bei positiver Büschelentladung. Der Existenzbereich letzterer war hier infolge der hohen Elektrodenkapazität wesentlich beschränkt (vgl. Fig. 11). Die Angaben sind daher genau genommen weder als Minimalspannungsdifferenz noch als Grenzspannungsdifferenz der positiven Büschelentladung im Sinne des nächsten Abschnittes anzusehen, sondern als Zwischenwerte.

#### XI. Spannungsdifferenz der Elektroden bei nahe continuirlicher positiver Büschelentladung.

Die in den vorangehenden Abschnitten und auch hier benutzte Versuchsanordnung (Figg. 1a und 6) war der Ausbildung einer zeitlich discontinuirlichen Entladung so wenig günstig, dass sich nach Ueberschreiten der Grenze der Existenzfähigkeit der positiven Glimmentladung in der Regel kein Funkenstrom, sondern höchstens einige discontinuirlich auftretende, stossweise erscheinende Büschel bildeten. Dann aber erschien sogleich der ruhige und geräuschlose positive Dauerbüschel. Hierbei ging die Spannungsdifferenz der Elektroden ganz auffallend herunter. Die Nebenschlagweite  $F$  konnte dementsprechend jetzt wieder wesentlich kleiner gemacht werden als dem Grenzpotentiale der positiven Glimmentladung entsprach, ohne dass bei  $F$  eine Entladung aufgetreten wäre. Die *fünfte Reihe der sechsten Tabelle* giebt an, wie weit  $F$  verkleinert werden konnte, bis endlich bei  $F$  ein Funkenstrom auftrat. Diese Werte sind Minimalwerte der Spannungsdifferenz für die positive Büschelentladung, da die Potentialdifferenz bei der Büschelentladung mit der Stromstärke weiterhin wieder etwas wächst. Dies zeigt die folgende Tabelle VIII (Versuchsanordnung wie bei Tabelle VI, vgl. Figg. 1b und 6).

In der ersten Verticalcolumnne der Tabelle sind die Grenzstromstärken und die zugehörigen Grenzspannungen der positiven Glimmentladung angegeben.

Tabelle VIII.

Luftdruck = 74,9 cm. Zimmertemperatur = 18,6° C.

		Glimmen	positive Büschelentladung			
Schlagw. $f$ gleich 2 cm	Stromst. in M.-A.	0,044	0,10	0,80	1,20	
	$F$ in cm	0,76	0,65	0,75	0,75	—
	in Volt	25600	22000	25200	25200	
Schlagw. $f$ gleich 5 cm	Stromst. in M.-A.	0,064	0,32	0,70	1,20	1,76
	$F$ in cm	1,52	0,92	1,10	1,20	1,20
	in Volt	47000	30200	35500	38300	38300
Schlagw. $f$ gleich 8 cm	Stromst. in M.-A.	0,064	0,55	0,72	1,12	1,44
	$F$ in cm	ca. 1,9	1,36	1,42	1,55	1,55
	in Volt	56500	42800	44900	47800	47800

Um für nahe continuirliche, einstiellige, positive Büschelentladung die Abhängigkeit der Potentialdifferenz der Elektroden von der Schlagweite bei gleichbleibender Stromstärke festzustellen, diente mir wieder die in Figg. 1a und 6 angegebene Versuchsanordnung. Zugleich nahm ich jedoch die Gelegenheit wahr, die Unabhängigkeit der von der benutzten 60 plattigen Influenzmaschine bei constantem Gange derselben gelieferten Stromstärke von der Spannungsdifferenz zwischen ihren Conductoren zu prüfen. Ich liess daher die Maschine ohne Rücksicht auf ihre verschiedene Beanspruchung durch zwei Laboratoriumsdiener nach den Schlägen eines Metronoms in *möglichst gleichmässigem Gange halten*; beobachtet wurde dann die (bei Dauerbüschel von verschiedener Länge  $f$ ) gelieferte Stromstärke und je zugleich auch die Spannungsdifferenz der Elektroden des Schlagraumes  $f$  bei der sich herstellenden Stromstärke. Es ergab sich als Mittel aus je 10 Bestimmungen:

Tabelle IX.

Luftdruck = 76,2 cm. Zimmertemperatur = 21,3° C.

Hauptschlagweite $f$ in cm	Stromstärke in M.-A.	Nebenschlagweite $F$ in cm	Spannungsdiff. in Volt
2,5	0,602	0,63	21400
5,0	0,600	1,03	33500
7,5	0,609	1,40	43800
10,0	0,601	1,83	54800
12,5	0,581	2,28	65300

Wie ein Vergleich der zweiten und vierten Verticalcolumnne der neunten Tabelle zeigt, lieferte die benutzte 60 plattige Influenzmaschine in der That bei constanter Rotationsgeschwindigkeit ihrer Scheiben stets den gleichen Strom, unabhängig von der Spannungsdifferenz der Maschinenconductoren; eine wesentliche Abnahme der Stromstärke trat erst oberhalb 60000 Volt ein.

Wählt man als Anode nicht wie bisher eine stumpfe Metallspitze, sondern eine grössere Metallkugel, so bilden sich an ihr bei grosser Schlagweite und starkem Strome häufig *mehrere* lang gestielte, gleichzeitig brennende positive Büschel aus.

Erfolgt die Büschelentladung in Form eines *einigen* langgestielten Büschels, so ist die Spannungsdifferenz der Elektroden während der Büschelentladung bei gleicher Schlagweite nahezu *unabhängig* von der Grösse der Anode. Dies zeigt Tab. X. Es wurden hier (Versuchsanordnung im übrigen wieder wie Figg. 1a und 6) als Anode  $p_1$  nacheinander eine stumpfe Messingspitze und Messingkugeln von verschiedenem Durchmesser benutzt. Die rückseitigen 0,2 cm starken Zuleitungen zu ihnen waren in jedem Falle mit Glas und Siegelack umhüllt, um Elektrizitätsausströmen aus ihnen zu verhindern.

Tabelle X.

Luftdruck = 75,3 cm. Zimmertemperatur = 16,7° C.

Durchmesser der Polkugel (Anode)	Schlagweite $f$ gleich 3 cm					$f$ gleich 8 cm	
	Spitze		$d = 1,0$ cm		$d = 2,5$ cm	Spitze	$d = 1,0$ cm
Stromstärke in M.-A. .	0,40	1,12	0,64	1,20	1,84	0,36	0,32
Spannung bei $F$ in cm	0,69	0,75	0,74	0,81	0,81	1,41	1,55
Büschelentl. in Volt	23400	25200	24900	27000	27000	44100	478

## XII. Positive Glimm- und positive Büschelentladung bei grosser Schlagweite.

Bei den in Tab. XI angegebenen Messungen war die Versuchsanordnung der Figg. 1a und 6 auch insofern abgeändert, als der Halbleiterplatte eine horizontale Lage, der anderen Elektrode eine verticale Stellung gegeben war. Die hier be-

nutzte Schieferplatte war 30 cm breit, 50 cm lang, 0,5 cm stark; ihre Rückseite war durchaus mit Stanniol belegt und letzteres mit dem einen Pole des nebengeschalteten Funkenmikrometers metallisch verbunden, ebenso natürlich auch mit dem einen (negativen) Influenzmaschinenconductor. Um Elektrizitätsverluste zu vermeiden, lag die Schieferplatte auf einer sie allerseits weit überragenden Glasplatte, ausserdem aber waren auch noch die Ränder der Schieferplatte dick mit Paraffin überzogen. Als gegenüberstehende kleinere Elektrode diente wieder der schon oft benutzte, 15 cm lange, 0,15 cm starke, bis auf sein abgekugelter Ende von einer Glasröhre umgebene Eisencylinder. Die Messungen erfolgten (wie bei Tab. V) in der Weise, dass (für die Hauptschlagweiten  $f=5$ , 10 und 15 cm) jedesmal diejenige Stromstärke abgelesen wurde, bei welcher soeben in der fest eingestellten Nebenschlagweite  $F$  ein Funkenstrom auftrat.

Tabelle XI.

Luftdruck = 74,7 cm. Zimmertemperatur = 16,8 ° C.

	Stromstärke in M. A. bei der Spannung von			
	32600 Volt ( $F=1,0$ cm)	46400 Volt ( $F=1,5$ cm)	58900 Volt ( $F=2,0$ cm)	70000 Volt ( $F=2,5$ cm)
neg. Entlad. $f = 5$ cm	—	0,138	0,248	0,360
pos. Entlad. $f = 5$ „	0,031	—	—	—
neg. Entlad. $f = 10$ „	0,015	0,040	0,096	0,149
pos. Entlad. $f = 10$ „	0,018	0,040	0,094	—
neg. Entlad. $f = 15$ „	—	0,027	0,053	0,087
pos. Entlad. $f = 15$ „	—	0,028	0,050	0,077

Die Angaben der Tabelle beziehen sich auf negative Entladung in Form eines einzigen Büschels und auf positive Glimmentladung.

Ferner wurde mit der gleichen Versuchsanordnung die Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung, sowie die zugehörige Grenzpotentialdifferenz festgestellt; ausserdem wurde auch noch bestimmt, wie tief jedesmal die Potentialdifferenz sank bei Eintritt der (einstieligen) positiven Büschelentladung. Es ergab sich:

Tabelle XII.

Luftdruck = 74,7cm. Zimmertemperatur = 16,8cm.

	Grenzstromstärke d. posit. Glimment- lad. in M.-A.	Grenzspannung der pos. Glimment- ladung in Volt	Minimalspannung der pos. Büschel- entlad. in Volt
$f = 5$ cm	0,0767	41100 ( $F = 1,3$ cm)	29700 ( $F = 0,9$ cm)
$f = 10$ „	0,0944	60200 ( $F = 2,05$ „)	51100 ( $F = 1,68$ „)
$f = 15$ „	0,0944	74000 ( $F = 2,68$ „)	71800 ( $F = 2,58$ „)

Während der Büschelentladung stieg auch hier wieder (vgl. Tab. VIII) die Spannungsdifferenz der Elektroden nur wenig mit wachsender Stromstärke. So fand sich z. B. für 10 cm Schlagweite bei 1,0 Milliamp. 53 600 Volt ( $F = 1,78$  cm), und bei 1,36 Milliamp. 56 500 Volt ( $F = 1,90$  cm).

### XIII. Beobachtungen am positiven Büschel und negativen Büschellichtbogen.

*Positive Büschelentladung.* Bei kleiner Schlagweite (bis ca. 5 cm), aber nicht zu kleiner *constanter* Stromstärke (ca. 0,5 Milliamp.), erscheint die nahe kontinuierliche Büschelentladung als ein schmaler, nahezu geradliniger, die Elektroden verbindender Lichtstreif (von etwa 0,01 qcm Querschnitt). Seine Färbung ist bei geringer Stromstärke nach der Anode zu carminrot, nach der Kathode zu bläulich. Unmittelbar an der Kathode (Halbleiterplatte) verbreitert sich die Lichterscheinung zu einer auf der Kathodenplatte aufliegenden mattbläulichen Lichtscheibe; letztere erreicht bis zu 5 cm Durchmesser.<sup>1)</sup>

Entfernt man bei *constanter* Stromstärke die Elektroden mehr und mehr, so verlängert sich der Lichtstrich zunächst. Weiterhin aber verdickt und vergrößert sich die Lichtscheibe an der Kathode, und schliesslich entwickelt sich aus ihr die Krone des Büschels. Bei kleiner Schlagweite überblickt man

1) Vgl. Wied. Ann. 63. p. 110. 1897, Figg. 1 und 2; die in diesen Figuren abgebildeten Entladungsprozesse zeigen links von der Halbleiterplatte (hier Zwischenelektrode) negativen Büschellichtbogen, rechts dagegen (nahe kontinuierliche) positive Büschelentladung.

also zunächst gewissermaassen nur den Stiel des Büschels und erst bei grösserer Schlagweite tritt dann sozusagen die Krone aus der Halbleiterplatte hervor. So überblickt man z. B. für etwa 0,6 Milliamp. erst bei 12—15 cm Schlagweite das vollentwickelte Büschel.

Das allmähliche Entstehen eines positiven Büschels in grossem Schlagraume bei allmählicher Strom*verstärkung* ist schon im sechsten Abschnitte (vgl. Fig. 4) geschildert.

*Zwischenkörper im Schlagraume.* Ebenso wie man bekanntlich bei nahe continuirlicher positiver Glimm- oder negativer Büschelentladung einen kleinen Körper in den Schlagraum (zwischen Spitze und Platte) halten kann, ohne wesentliche Störung des Charakters des gesamten Entladungsvorganges, ebenso kann man auch in die Krone des nahe continuirlichen Büschels einen Leiter, Halbleiter oder Nichtleiter einführen. Der Zwischenkörper wird einfach von dem bläulichen Lichte der Büschelkrone umspült; nach der Kathodenplatte zu bildet sich hierbei ein Schattengebiet, nach der Anode zu eine Lichtverdichtung (wohl infolge der Stauung des von der Spitze ausgehenden Gebläses). Es kann z. B. der isolirt aufgestellte Experimentator ruhig einen Finger normal zur Axe des Büschels in dessen Krone einführen, ohne dass die nahe continuirliche Büschelentladung zerstört wird; andererseits hat (günstigenfalls) der Experimentator nur das Gefühl, dass er seinen Finger in ein Gebläse schwach erwärmter Luft hält.

Bei den geschilderten Versuchen nimmt der in die Krone des Büschels gehaltene kleine Körper die Spannung an, welche an der Einführungsstelle in dem Büschel herrscht. Dies ist jedoch keineswegs nötig. Führt man in die Krone des Büschels einen Leiter von *bestimmter, unveränderlicher* Spannung ein, so regulirt sich selbstverständlich umgekehrt die Spannung auf den Elektroden in leicht zu übersehender Weise derart, dass sich im Büschel an der Einführungsstelle des Leiters von selbst die Spannung des letzteren herstellt.<sup>1)</sup> Dies geht so weit, dass man z. B. einen zur *Erde abgeleiteten* Draht normal zur Büschelaxe in die Krone des Büschels einführen und

1) Das Gleiche ist natürlich auch bei den übrigen nahe continuirlichen Entladungsformen anzunehmen, nur fällt es hier nicht so in die Augen, wie gerade bei der positiven Büschelentladung.



dann (langsam) in letzterer hin- und herbewegen kann, ohne dass hierdurch die Ausbildung des positiven Büschels gestört würde. Nähert man z. B. den Draht der Anode, so sinkt auf letzterer die Spannung und steigt entsprechend auf der Kathode.

*Büschellichtbogen.* Gewissermaassen mit Umgehung der hohen Grenzspannung von Glimmen oder Büschelentladung kann man (in ganz analoger Weise, wie dies für den Flammenbogen bekannt ist) einen längeren Büschellichtbogen erhalten durch allmähliche, vorsichtige Vergrößerung des zunächst kleinen Schlagraumes, während in ihm schon ein Büschellichtbogen vorhanden ist. Die relative Verlängerung lässt sich freilich beim Büschellichtbogen nicht so weit treiben, wie beim Flammenbogen, wo sie bekanntlich bis zu mehr als dem Hundertfachen der eigentlichen Schlagweite gehen kann.

Mit Hilfe von zwei 60plattigen Influenzmaschinen, welche mir vorübergehend zur Verfügung standen, erhielt ich in der eben angegebenen Weise zwischen Spitze und Halbleiterplatte einen negative Büschellichtbogen von 14—15 cm Länge; die Stromstärke betrug hierbei etwa 3 Milliamp. Dagegen war für positiven Büschellichtbogen nur eine Länge von 7 bis 8 cm zu erzwingen.

Bei grosser Schlagweite (15 cm) war die Lichtgestalt des rein negativen Büschellichtbogens folgende. In der Nähe der Kathode bestand der Büschellichtbogen wie immer aus einer Reihe scharf getrennter Lichtschichten. Weiter ab von der Kathode wurde die Schichtung immer unklarer. Immerhin liessen sich bis etwa 8 cm Abstand 9—10 Lichtschichten gut unterscheiden. Weiterhin bestand dann der Büschellichtbogen in einem ungeschichteten Lichtbände; dieses verbreiterte sich nach der Anodenplatte zu ein wenig und zeigte schliesslich die Tendenz, in mehrere wenig divergirende Aeste zu zerfallen; jedoch betrug hierbei der Gesamtquerschnitt der Lichterscheinung in der Nähe der Anode doch nur höchstens 0,5 qcm.

Die Färbung des Büschellichtbogens war der grossen Stromstärke entsprechend kaum mehr carminrot, sondern eher ziegelrot.

Bei starkem Strome beginnen auch die ursprünglich dunklen

Zwischenräume Licht auszusenden. Hierdurch wird die Schichtung für das Auge weniger auffallend; an Stelle hellerer und dunklerer Stellen unterscheidet man jetzt nur noch verschieden gefärbte Gebiete längs der Entladungsbahn.

Schliesslich sei noch auf folgendes aufmerksam gemacht. Mit Anwendung des Wehneltunterbrechers geben Inductionsapparate bekanntlich eine eigentümliche, nahe continuirliche Entladung. Dieselbe ähnelt in Gestalt und Färbung dem kurzdauernden ungeschichteten gelblichen Büschellichtbogen, welcher bei wenig verlangsamter Entladung grosser Leydener Batterien dem Initialfunken folgt. Die Annahme erscheint naheliegend, dass die in Rede stehende nahe continuirliche Ruhmkorffentladung nichts anderes ist, als ein Büschellichtbogen mit relativ hoher Stromintensität; eine Schichtung, wie sie dem von mir untersuchten Büschellichtbogen eigen ist, kommt freilich schon wegen der Inconstanz in der Stromzufuhr nicht zur Ausbildung.

*Elektrostatische Ablenkung der Entladungsbahn.* Nähert man elektrisch geladene Körper einem Büschellichtbogen, so wird seine Bahn abgelenkt. Dies lässt sich leicht in auffallender Weise folgendermaassen zeigen. Mit der Zuleitung zur spitzen Kathode *a* (vgl. Fig. 7) sei der bewegliche Draht *d* verbunden. Nähert man sein freies Ende *b* dem Büschellichtbogen, so wird dieser abgelenkt.<sup>1)</sup> Ja man kann, wie die Figur zeigt, das Drahtende *b* bis in die normale Verbindungslinie von *a* nach der Schieferplatte *s*, d. h. an Punkte der ursprünglichen Bahn des Büschellichtbogens verschieben, ohne dass der (die Spitze *b* in grossem Bogen umgehende) Büschellichtbogen erlischt.

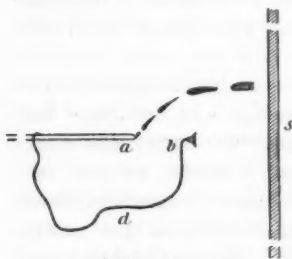


Fig. 7.

1) In ähnlicher Weise wird auch eine nahe continuirliche positive einseitige Büschelentladung zwischen *a* und *s* abgelenkt, nur springt hier der Ausgangspunkt der Entladung sehr leicht von *a* nach *b* über. Letzteres ist dadurch zu erschweren, dass man den Draht *d* bei *b* nicht in eine Spitze, sondern in eine Metallkugel (z. B. von 2 cm Durchmesser) endigen lässt.

Wie die Figur angiebt, findet nicht nur von  $a$  aus Elektrizitätsentladung in Form von Büschellichtbogen, sondern gleichzeitig auch von der Drahtspitze  $b$  durch ein negatives Büschel statt. Ich möchte nur darauf hinweisen, dass meist bei gleicher Versuchsanordnung in *mehrfacher Art* eine stationäre Stromspaltung möglich ist, je nachdem der Entladungsprocess eingeleitet wird. In dem besprochenen Falle war das Drahtende erst dann an die Stelle  $b$  gebracht worden, als von  $a$  nach  $s$  schon ein Büschellichtbogen bestand. Wäre dagegen die relative Lage der Elektroden  $a$ ,  $b$  und  $s$  schon ursprünglich die in der Figur angegebene gewesen, und wäre dann, von kleinsten Werten ausgehend, die Stromstärke bis zu dem gleichen Werte wie im vorigen Falle gesteigert worden, so würde jetzt bei  $b$  ein Büschellichtbogen, bei  $a$  ein (schwacher) Büschel die Elektrizitätsentladung vermitteln, wobei die Spannungsdifferenz der Elektroden eine kleinere sein würde, als im vorher besprochenen Falle.

#### XIV. Einfluss stossweiser Elektrizitätszufuhr zu den Elektroden.

Die Versuchsanordnung, ähnlich der im XII. Abschnitte, war die in Fig. 8 schematisch dargestellte. Die plattenförmige Elektrode ( $s$ ) wurde hier gebildet durch eine einseitig mit Stanniol belegte grosse Glasplatte; die Stanniolbelegung bedeckte eine Kreisfläche von 60 cm Durchmesser. In der Zu-

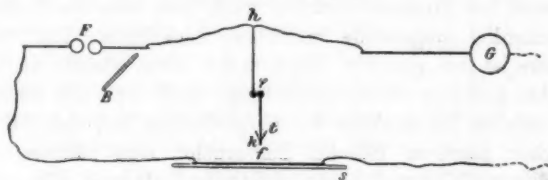


Fig. 8.

leitung zur kleinen Elektrode war eine variable Funkenstrecke  $q$  eingeschaltet. Die Abstände  $hF$  und  $hG$  betrugen je mehr als 100 cm. Eine gegenseitige Belichtung der Funkenstrecken  $f$ ,  $F$  und  $q$  war durch die undurchsichtige Ebonitblende  $B$  und durch den mit Siegelack innen überzogenen

Glastrichter  $t$  verhindert. Als kleine Elektrode  $k$  diene eine Messingkugel von 0,5 cm Durchmesser.

An Stelle des nahe continuirlichen positiven Glimmens erscheinen bei Vorschaltung einer Funkenstrecke  $\varphi$  zahlreiche kurze (zunächst nur bis 1 cm lange) Lichtfäden. Bei stärkerem Strome erscheint die Anode umgeben von einer Strahlenkrone; bei grosser Schlagweite (ca. 15 cm) habe ich diese Entladungsform mit Strahlen bis zu 5 cm Länge beobachtet. Man erkennt in letzterem Falle, dass die Strahlenhülle gebildet wird aus zahllosen kurzen, gestielten, positiven Büscheln. Die Vorschaltfunkenstrecke  $\varphi$  bewirkt hiernach, dass schon bei schwachem Strome an Stelle des Glimmens eine besondere Entladungsart — die *positive Streifenentladung* (vgl. Abschnitt XXII) — erzeugt wird, bestehend aus einer Anzahl kurzer, fadenförmiger positiver Büschel (vgl. Fig. 4). Erst bei einer Stromstärke, welche *wesentlich grösser* ist, als für  $\varphi = 0$  die Grenzstromstärke für positive Glimmentladung, erscheint Büschelentladung, den Schlagraum wieder in Form eines einzigen grossen Büschels voll überbrückend.

Bei negativer Entladung tritt an der kugelförmigen Kathode in der Regel auch schon bei constanter Stromzufuhr ( $\varphi = 0$ ) negative Streifenentladung (in Form zischender Lichtfäden an der Kathode) auf; nur ausnahmsweise bildet sich ein wohl entwickelter negativer Büschel. Bei Vorschaltung der Funken  $\varphi$  tritt überhaupt nur noch Streifenentladung auf. Aus den zahlreichen zunächst leicht unterscheidbaren einzelnen Lichtfäden wird bei Stromverstärkung auch hier eine die Kathode fast lückenlos umgebende mattblaue Lichthülle. Die Dicke derselben ist bei gleicher Stromstärke etwas kleiner als diejenige bei positiver Streifenentladung; auch fehlt der rötliche Kern, welcher bei *positiver* Streifenentladung aus den Stielen zahlreicher, positiver Büschel hervorgeht; sonst ähneln sich jedoch die positive und negative Streifenentladung sehr.

Bei stossweiser Elektrizitätszufuhr ist die grösste Spannungsdifferenz (Grenzspannung), welche überschritten werden muss, ehe einstielige positive Büschelentladung bez. *Funken* erhalten wird, viel niedriger, wenn die Elektrizitätszufuhr zur kleinen Elektrode stossweise, als wenn dieselbe allmählich geschieht; es ergab sich

Tabelle XIII.

Luftdruck = 75,6 cm. Zimmertemperatur = 18,3° C.

	Grenzspannungen (Funkeppotentiale) für positive Entladung bei			
	$\varphi = 0$		$\varphi = 0,05$ cm	
	(langsame Stromvermehrung)		(rasche Stromvermehrung)	
	$F$ in cm	in Volt	$F$ in cm	in Volt
Hauptschlagweite $f = 5,0$ cm	2,1 (1,9—2,2)	61300	1,05 (0,9 —1,1)	34100
" 9,9 "	3,29 (3,1—3,5)	85800	1,74 (1,62—1,90)	52600
" 15,0 "	> 3,6	> 91000	2,92 (2,88—3,00)	78600
" 18,0 "	—	—	ca. 3,6	ca. 91000

Im zweiten Falle der Tabelle ( $\varphi = 0,05$  cm) wurden die Versuche so angestellt, dass die Influenzmaschine bei metallisch verbundenen Maschinenconductoren in constantem Gange erhalten wurde (sodass sie etwa 1 Milliamp. lieferte); die metallische Verbindung wurde dann *plötzlich gelüftet*, sodass jetzt die zuvor verschwindend kleine Spannungsdifferenz bei  $f$  und  $F$  rasch in die Höhe ging.

(Bemerkung während des Druckes: Ein Vergleich der Wertefolgen in Tab. XIII mit denen der Tab. XII zeigt, dass die Grenzspannung der positiven Streifenentladung (bei  $\varphi = 0,05$  cm) nur wenig höher ist als die Minimalspannung bei positiver einstieler Büschelentladung. Nach allem scheint sich durch Vorschalten von  $\varphi$  die Abhängigkeit der Spannung von der Stromstärke z. B. bei 10 cm Schlagweite in der Weise zu ändern, wie es Fig. 9 (Stromstärke als Abscisse, Spannung als Ordinate) zeigt; der Spannungsverlauf für  $\varphi = 0$  ist schwach, derjenige für  $\varphi > 0$  stark gestrichelt.)

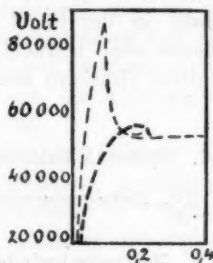


Fig. 9.

Die angegebenen Thatfachen lassen sich natürlich auch zur Discussion der Erscheinungen bei der bekannten Stossentladung von Inductionsapparaten heranziehen.

### Zusammenfassung.

Der zusammenfassenden Besprechung der Entladungsvorgänge bei Schlagweiten von 1 bis 8 cm und Stromstärken bis zu 2 Tausendstel Ampère sei folgendes voraus bemerkt.

In der Einleitung (vgl. Abschnitt II) war schon hervor gehoben worden, dass die Art des im Schlagraume auftretenden Entladungsvorganges in jedem einzelnen Falle bedingt ist durch das Ergebnis der gegenseitigen Selbstregulierung verschiedener einander beeinflussender Veränderungen des Schlagraumzustandes. Wenn sich nun auch für jede bestimmte Stromstärke und Schlagweite, wie die Beobachtung ergibt, in der Regel auch eine bestimmte Entladungsart ausbildet, so wird man doch von dieser eine von Fall zu Fall oder auch nur dauernd sich bis ins einzelne gleich bleibende Aus- und Durchbildung nicht erwarten dürfen. Wie man sich jederzeit leicht überzeugt, und wie ein Vergleich meiner Tabellenangaben untereinander zeigt, ist die Unsicherheit der Erscheinungen sogar *recht erheblich*. Wenn ich trotzdem versuche, in der folgenden Zusammenstellung in qualitativer und auch quantitativer Hinsicht ein zusammenhängendes Bild der Abhängigkeit der Entladungsvorgänge von der mittleren Stromstärke zu geben, so kann damit nur beabsichtigt sein, die Verhältnisse so zu schildern, wie sie unter den gleichen Versuchsbedingungen zwar in der Regel angenähert immer wieder auftreten, von denen aber beträchtliche Abweichungen (besonders in quantitativer Hinsicht) keineswegs selten sind.

#### A. Spitze Elektrode<sup>1)</sup> gegenüber einer ausgedehnten Platte.

##### XV. Existenzbereiche der einzelnen positiven und negativen Entladungsarten.

Bei verschwindend kleiner Elektrodenkapazität treten im Schlagraume nur nahe *continuirliche Entladungsvorgänge* auf; zeitlich ausgesprochen *discontinuirliche Entladung* (wie stoss-

---

<sup>1)</sup> Hierunter ist im Folgenden speciell eine *stumpfe Spitze* (Endkrümmung etwa 0,5 mm) gemeint.

weiser Büschel etc. oder gar Funkenstrom) kommt *nicht* zur Ausbildung.

Bei Entladung rein positiven Charakters (spitze Anode, plattenförmige Halbleiter-Kathode) zeigt die Anode, wenn man von schwächster Stromintensität ausgeht, bei deren Steigerung zunächst das bekannte positive Glimmen, dieses geht allmählich in nahe continuirliche positive Büschelentladung über, und bei noch wesentlich grösserer Stromstärke erscheint dann der positive Büschellichtbogen.

Bei Entladung negativen Charakters (spitze Kathode, plattenförmige Halbleiter-Anode) tritt zuerst die bekannte negative Büschelentladung auf<sup>1)</sup>; bei hinreichender Stromstärke erscheint dann der negative Büschellichtbogen.

Obgleich der Uebergang irgend einer Entladungsart in die nächstfolgende (bei verschwindend kleiner Elektrodenkapazität) in vollkommen allmählicher Weise erfolgt (vgl. die Schilderung dieser Uebergänge in Abschnitt VI und VII), so findet doch die Aenderung der Entladungsform (wenigstens bei Schlagweiten über 1 cm) innerhalb eines sehr geringen Aenderungsbereiches der Stromstärke statt. Man kann demnach recht wohl je von einer *bestimmten* Stromstärke, der „Grenzstromstärke“ sprechen, bei welcher der ins Auge gefasste Uebergang stattfindet.

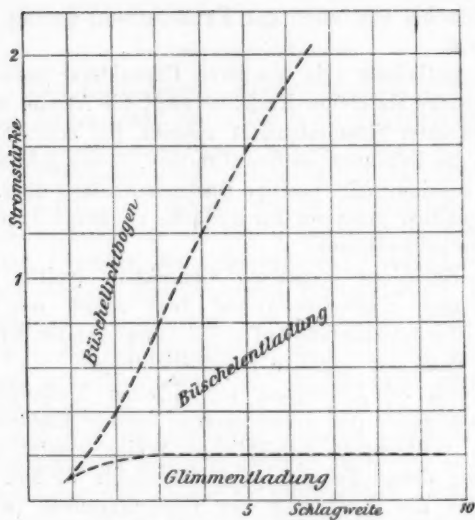
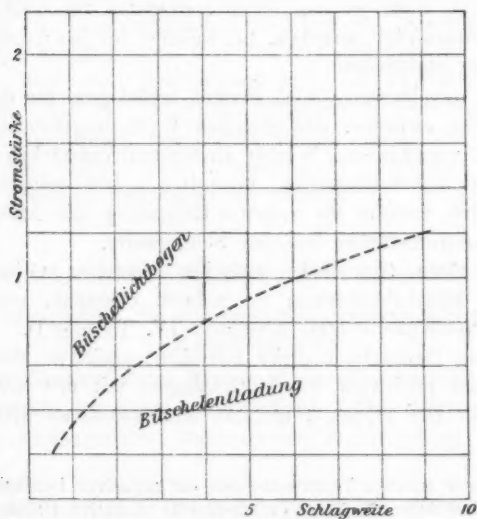
Bei verschiedenen Schlagweiten erhält man für die Grenzstromstärke zwischen den gleichen Entladungsformen im allgemeinen verschiedene Werte; die Grenzstromstärken sind also Functionen der Schlagweite. Figg. 10a u. 10b zeigten, erstere für positive, letztere für negative Entladung, die Abhängigkeit der Grenzstromstärken von der Schlagweite.

Die Grenzstromstärke zwischen positiver Glimm- und positiver Büschelentladung ist nahezu constant, unabhängig von der Schlagweite (vgl. Abschnitt IV, Tabelle I). Dagegen nimmt die Grenzstromstärke zwischen positiver Büschelentladung und positivem Büschellichtbogen mit der Schlagweite rasch zu. Die Grenzstromstärke der negativen Büschelent-

---

1) Unter welchen Voraussetzungen der negativen Büschelentladung bei allerschwächsten Strömen eventuell eine negative Glimmentladung vorausgehen kann, bleibe dahingestellt.



Fig. 10<sup>a</sup> ('positive Entladung')Fig. 10<sup>b</sup> ('negative Entladung')

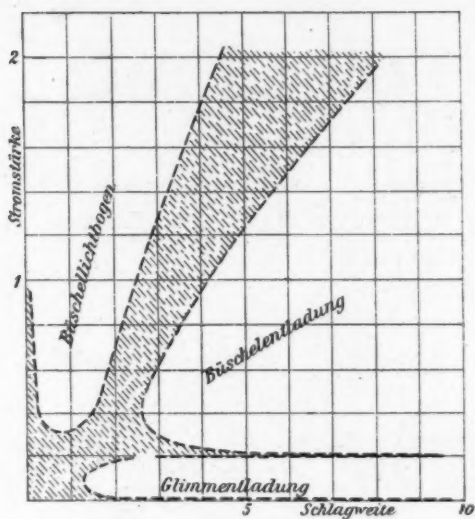


Fig. 11<sup>a</sup> (positive Entladung)

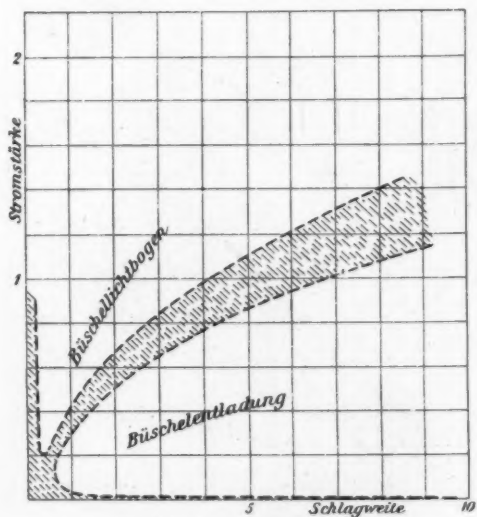
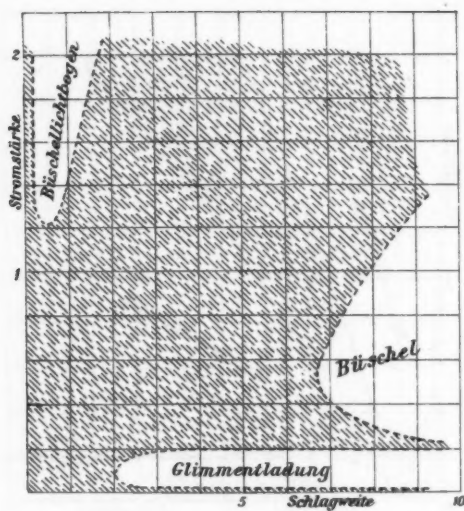
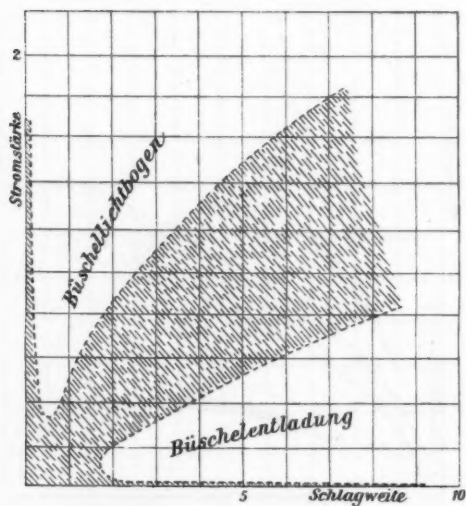


Fig. 11<sup>b</sup> (negative Entladung)

Fig. 12<sup>a</sup> (positive Entladung)Fig. 12<sup>b</sup> (negative Entladung)

ladung gegen den negativen Büschellichtbogen wächst gleichfalls mit zunehmender Schlagweite.

Hervorzuheben ist, dass man nahezu die gleichen Grenzstromstärken erhält, ob man die Uebergänge bei zunehmender oder bei abnehmender Stromstärke beobachtet.

Jeder der nahe continuirlichen Entladungsarten kommt also, wie Figg. 10a u. 10b zeigten ein bestimmter Schlagweiten-Stromstärkenbereich zu, innerhalb dessen sie und nur sie allein (unter normalen Verhältnissen) existenzfähig ist.

Der vorangehend besprochene Fall verschwindend kleiner Elektrodenkapazität ist ein Grenzfall, den man zwar, genau genommen, experimentell nicht vollkommen verwirklichen kann, dem man aber doch schon mit der von mir benutzten, in Fig. 1a und 1b angegebenen Versuchsanordnung recht nahe kommt.

Ist die Elektrodenkapazität nicht verschwindend klein, so erfolgt der Uebergang zweier nahe continuirlicher Entladungsarten ineinander nicht mehr allmählich, sondern es tritt an allen Uebergängen zeitlich discontinuirliche Entladung auf. Die Erscheinungsform der zeitlich discontinuirlichen Entladung kann sehr verschieden sein; zahlreiche, zischende Lichtfäden, stossweise auftretende Büschel, halbe Funken, vor allem aber der eigentliche *Funkenstrom*.

In Figg. 11a und 11b ist für positive und negative Entladung das Stromstärken-Schlagweitengebiet der zeitlich discontinuirlichen Entladung (wie man es für etwa 10 cm Elektrodenkapazität beobachten könnte) schraffirt.

Bei Vergrößerung der Elektrodenkapazität verbreitert sich das Gebiet der discontinuirlichen Entladung allseitig. Von der hiermit verbundenen Zurückdrängung der Gebiete nahe continuirlicher Entladung wird besonders stark der positive und negative Büschellichtbogen getroffen.<sup>1)</sup> Bei etwa 50 cm Elektrodenkapazität nimmt die zeitlich discontinuirliche Entladung ungefähr das in Figg. 12a und 12b schraffirt dargestellte Stromstärken-Schlagweitengebiet ein.

---

1) Dies ist der Grund, weshalb der Büschellichtbogen so lange übersehen wurde.

## Spannungsdifferenz der Elektroden.

## XVI. Anfangspotentialdifferenz.

Die Spannungsdifferenz, bei welcher eine Entladung, d. h. ein Abströmen der Elektrizität aus den Elektroden in den Schlagraum überhaupt beginnt,<sup>1)</sup> heisst die „Anfangspotentialdifferenz“,<sup>2)</sup> gleichgültig, welches die zuerst entstehende Art der Entladung ist, also auch dann, wenn die Entladung den Schlagraum *nicht* in sichtbarer Weise überbrückt.<sup>3)</sup>

Die Anfangspotentialdifferenz für die von positiver oder negativer Elektrode ausgehende Entladung unterscheidet sich, wenn überhaupt, so höchstens um etwa 5 Proc.<sup>4)</sup> Sie wächst mit der Schlagweite und erreicht für unendlich grosse Schlagweiten einen *endlichen* Grenzwert ( $\infty$ ); dies ist diejenige Spannung, welche auf einer frei im allseits unelektrischen Raume befindlichen isolirten Elektrode nicht überschritten werden kann, ohne dass von der Elektrodenoberfläche aus spontan Elektrizitätsentladung in den freien Raum hinein erfolgt.<sup>5)</sup>

Der Wert der Anfangspotentialdifferenz hängt vor allem von der Gestalt und Grösse der Schlagraumelektroden ab.

1) Ich sehe hier ab von der event. im Schlagraume stattfindenden minimalen, rein elektrolytischen Elektrizitätsleitung.

2) Ausser der Anfangspotentialdifferenz hat man noch zu unterscheiden die „Entladungspotentialdifferenz“, d. h. die Spannungsdifferenz der Elektroden, während im Schlagraume eine Entladung (Glimmen, Büschel etc.) stattfindet, ausserdem die verschiedenen „Funkenpotentialdifferenzen“, bei denen speciell ein Funkenstrom im Schlagraume einsetzt. Eine allgemein gebräuchliche Nomenclatur besteht bisher leider noch nicht; vielfach werden auch die genannten verschiedenen Begriffe nicht scharf genug unterschieden.

3) Insofern bei nicht zu grossem Schlagraume die bei nicht verschwindend kleiner Elektrodencapacität und Elektrodengrösse zuerst (beim Ueberschreiten der Anfangspotentialdifferenz) auftretende stossweise Entladung einen Funkenstrom bildet, kann die Anfangspotentialdifferenz zugleich auch die Bedeutung einer Funkenpotentialdifferenz (vgl. Abschnitt XVIII) haben. Ist der Schlagraum gross im Vergleich zum Durchmesser der kleineren Elektrode, so ist dies indessen in der Regel *nicht* der Fall.

4) Vgl. A. Heydweiller, Wied. Ann. 48. p. 226. 1893.

5) A. Heydweiller, l. c. p. 231.

An sehr *spitzen* Elektroden (gegenüber einer Platte) erreicht die Anfangspotentialdifferenz überhaupt keinen hohen Wert<sup>1)</sup>, wenigstens im Vergleiche zu den an der gleichen Spitze möglichen Entladungspotentialdifferenzen. Selbst an der bei den Messungen zu vorliegender Arbeit von mir meist benutzten, kaum noch als stumpfe Spitze zu bezeichnenden Elektrode (0,15 cm starker Stahlcylinder mit abgekugelm Ende) erreichte die Anfangspotentialdifferenz noch nicht 12000 Volt (vgl. Tab. VII erste Reihe).

XVII. Potentialdifferenz der Elektroden während des Vorhandenseins irgend einer Entladungsart im Schlagraume (Entladungspotentialdifferenz).

Spitze gegenüber Halbleiterplatte, Elektrodencapacität verschwindend klein.

Da für eine bestimmte Schlagweite und Stromstärke nur eine bestimmte (positive oder negative) Entladungsart existenzfähig ist, so gehört auch zu jeder Schlagweite und Stromstärke nur je *ein* Wert der Spannungsdifferenz für positive oder negative Entladung. Der Einfachheit halber will ich im Folgenden bei positiver und negativer Entladung stets nur die Absolutwerte der Spannungsdifferenz ins Auge fassen und von ihrem Vorzeichen absehen.

In den beiden nachstehenden Tabellen habe ich den Versuch gemacht, auf Grund meiner Messungen für verschiedene Schlagweiten und Stromstärken die zugehörigen Spannungsdifferenzen anzugeben.

Tabelle XIV.

Rein positive Entladung (spitze Anode, plattenförmige Kathode).

Stromst. in Milliamp.	Spannungsdifferenz der Elektroden in Volt bei Schlagweiten von					
	2,5 cm	5,0 cm	7,5 cm	10,0 cm	12,5 cm	15,0 cm
0,1	27000*	42500*	53000*	62000*	69000*	74000*
0,3	19000	30000	39000	51100	62500	71800
0,6	21400	33500	43800	54800	65300	—
1,0	21500	35000	45500	55600	—	—
1,5	6500	36000	46300	55600	—	—
2,0	6400	11000	46300	—	—	—

1) Vgl. J. Precht, Wied. Ann. 49. p. 170. 1893.

Die Werte der Spannungsdifferenzen für positive Glimmentladung sind mit einem Sternchen (\*) versehen, diejenigen für positive Büschelentladung sind in liegender, die für positiven Büschellichtbogen in stehender Schrift gedruckt.

Tabelle XV.

Rein negative Entladung (spitze Kathode, plattenförmige Anode).

Stromst. in Milliamp.	Spannungsdifferenz der Elektroden in Volt bei einer Schlagweite von					
	2,5 cm	5,0 cm	7,5 cm	10,0 cm	12,5 cm	15,0 cm
0,05	—	—	39000	47000	54000	60000
0,1	27000	40000	51000	60000	68000	74000
0,3	8000	64000	77000	—	—	—
0,6	7400	12400	—	—	—	—
1,0	6900	11600	—	—	—	—
1,5	6500	11000	15000	—	—	—
2,0	6400	10500	14500	—	—	—

Die Spannungsdifferenzen für negative Büschelentladung sind mit liegenden, die für negativen Büschelbogen mit stehenden Ziffern angegeben.

Die Tabellen sollen natürlich nur eine Uebersicht über den allgemeinen Charakter der Abhängigkeit der Spannungsdifferenz von Schlagweite und Stromstärke geben; im einzelnen Falle werden natürlich je nach der Natur (Oberflächenbeschaffenheit etc.) der benutzten Elektroden erhebliche Abweichungen in quantitativer Hinsicht auftreten.

Bei der folgenden, eingehenderen Besprechung der Spannungsverhältnisse beschränke ich mich auf die Betrachtung des speciellen Falles der *Abhängigkeit der Spannungsdifferenz von der Stromstärke bei der constanten Schlagweite von etwa 5 cm* (vgl. hierzu Fig. 13). Die Angaben der obenstehenden Tabellen gestatten dann ohne weiteres die Betrachtungen auf andere Schlagweiten zu übertragen.

A. Positive Entladung (spitze Anode, plattenförmige Halbleiterkathode).

Die Art der Abhängigkeit der Spannung von der Stromstärke bei constanter Schlagweite (5—6 cm) ist aus Fig. 13 (stark gestrichelter Linienzug) zu ersehen.



**Positive Glimmentladung.** Mit wachsender Stromstärke<sup>1)</sup> steigt die Spannungsdifferenz rasch an und erreicht bei der Grenzstromstärke einen grössten Wert, die „Grenzpotentialdifferenz“ der positiven Glimmentladung.

**Positive Büschelentladung.** Beim Uebergange vom positiven Glimmen zu positiver Büschelentladung sinkt die Spannungsdifferenz sehr rasch erheblich; in dem von mir untersuchten speciellen Falle (vgl. Tab. VI) bei allen Schlagweiten von 1 bis 8 cm auf etwa  $\frac{2}{3}$  des Wertes der Grenzpotentialdifferenz der

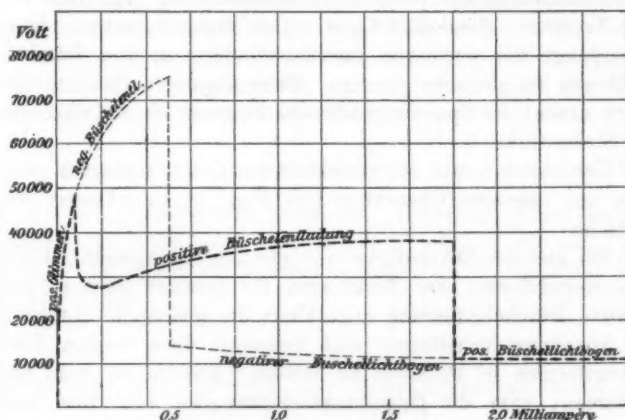


Fig. 13.

**Glimmentladung.** Bei positiver Büschelentladung steigt die Spannung wieder mit der Stromstärke, und zwar erst rascher, dann langsamer, um schliesslich fast constant zu werden (vgl. Tab. VIII).

**Positiver Büschellichtbogen.**<sup>2)</sup> Der Uebergang von positiver Büschelentladung in den positiven Büschellichtbogen ist wieder von einem erheblichen Potentialsturze begleitet. Beim Büschel-

1) Ueber die Verhältnisse bei sehr schwachem Strome vergleiche Abschnitt XX.

2) Meine Messungen (Wied. Ann. 66. p. 674. 1898) beziehen sich freilich nur auf den *negativen* Büschellichtbogen, indessen ist es wahrscheinlich, dass die daselbst gefundenen Spannungsverhältnisse nahezu auch für den positiven Büschellichtbogen gelten.

lichtbogen fällt die Spannung ganz langsam mit wachsender Stromstärke.

B. *Negative Entladung* (spitze Kathode, plattenförmige Halbleiteranode).

*Negative Büschelentladung.* Die Spannungsdifferenz wächst rasch mit der Stromstärke (vgl. den schwach gestrichelten Linienzug in Fig. 13). Der bei der Grenzstromstärke erreichte grösste Wert, die Grenzspannungsdifferenz, ist für gleiche Schlagweite stets wesentlich grösser als die Grenzpotentialdifferenz der positiven Glimmentladung (vgl. Tab. VI).

*Negativer Büschellichtbogen:* Der Spannungssturz beim Uebergange der negativen Büschelentladung in den Büschellichtbogen ist ein sehr grosser. Beim negativen Büschellichtbogen nimmt die Spannungsdifferenz langsam ab mit wachsender Stromstärke.<sup>1)</sup>

Ueberblicken wir die verschiedenen Entladungsarten positiven und negativen Charakters (vgl. Fig. 13), so erkennen wir folgendes:

Bei gleicher Stromstärke und gleicher Schlagweite ist die Spannungsdifferenz der Elektroden für positive Glimm- und negative Büschelentladung angenähert die gleiche<sup>2)</sup>; bezüglich der Spannungsverhältnisse sind demnach diese beiden Entladungsformen in Parallele zu stellen. Ebenso ist wohl anzunehmen, dass die Spannungsdifferenz bei positivem und negativem Büschellichtbogen nahe die gleiche ist. Die gestielte positive Büschelentladung steht isolirt.<sup>3)</sup>

Mit wachsender Stromstärke folgen sich, wie man sieht, die Entladungsarten schrittweise derart, dass die Spannungsdifferenz der Elektroden (beim Uebergange) sprunghaft kleiner wird. Der Grund hierfür dürfte sein, dass hierbei — wie schon die Lichterscheinungen zeigen — die Stromdichte von Entladungsform zu Entladungsform grösser wird. Sowohl bei positivem Glimmen als auch bei negativem Büschel findet die

1) Vgl. M. Toepler, Wied. Ann. 66. p. 674. 1898.

2) Vgl. auch A. v. Obermayer, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 93. p. 940. 1886, sowie E. Warburg, Wied. Ann. 67. p. 82. 1899.

3) Vgl. jedoch Abschnitt VIII.

Entladung auf breit gestreuter Bahn statt<sup>1)</sup>; im Büschellichtbogen ist die Stromdichte viel grösser; die (einstiellige) positive Büschelentladung steht zwischen beiden.

Um einen vollen Ueberblick über die Abhängigkeit der Spannungsdifferenz von der Stromstärke (bei einer bestimmten Schlagweite) zu gewinnen, hätte man noch zu berücksichtigen, dass bei allerschwächsten Strömen eventuell der Entladung unter Lichtentwicklung ein lichtloses Elektrizitätsfliessen durch den Luftraum, wie durch einen Elektrolyten, vorhergehen kann ( $p = k_1 + k_2 \cdot i$ ;  $p$  Spannungsdifferenz,  $i$  Stromstärke,  $k_1$  und  $k_2$  Constanten). Andererseits wird bei immer weiter vermehrter Stromstärke der Büschellichtbogen schliesslich in einen Flammenbogen übergehen; für letztere Entladungsart gilt dann bekanntlich angenähert die Gleichung

$$p = c_1 + \frac{c_2}{i},$$

wo  $c_1$  und  $c_2$  Constanten bedeuten. Zwischen diesen beiden Beziehungen steht der Fall  $p = \text{const.}$ , welcher, wie oben gezeigt wurde, nahezu für Büschellichtbogen und positive Büschelentladung gilt.

XVIII. Elektrodencapacität klein,  
aber nicht verschwindend klein; Spitze gegenüber Platte. —  
Funkenpotentiale!

Der Einfachheit halber sei im Folgenden angenommen, dass die Capacität beider Elektroden die gleiche ist.

Die Vergrösserung der Elektrodencapacität ändert, soweit ich bemerken konnte, nichts an dem Potentialverhalten während des Vorhandenseins einer der nahe continuirlichen Entladungsarten im Schlagraume. Dagegen ist, wie in Abschnitt VI und XV ausführlich behandelt wurde, der allmähliche Uebergang der einzelnen Entladungsarten ineinander gestört. Es erscheint hier zeitlich discontinuirliche Entladung. Ihr Auftreten, bedingt durch das Vorhandensein nicht verschwindend kleiner Elektrodencapacität, wird offenbar *verursacht* durch den Potentialsturz, welcher, wie aus dem letzten Abschnitte hervorgeht, bei allen Uebergängen stattfindet.

1) Vgl. die diesbezüglichen Messungen von Hrn. E. Warburg l. c. Annalen der Physik. IV. Folge. 2.

Die discontinuirliche Entladung, welche man bei verschwindend kleiner Stromstärke beobachtet, wird in Abschnitt XX eingehend behandelt werden.

Wir betrachten hier zunächst den Uebergang von positivem Glimmen in positive Büschelentladung. Ist die Elektrodencapacität nicht zu klein, so schiebt sich zwischen den Stromstärkenbereich für die nahe continuirliche Glimm- und den Bereich der nahe continuirlichen Büschelentladung zeitlich discontinuirliches Elektrizitätsflessen ein (und zwar bei kleiner Elektrodencapacität in Form von stossweise vorschliessenden Büscheln, bei grösserer als Funkenstrom). Dieses bildet sich wahrscheinlich folgendermaassen. Beim Uebergange wird plötzlich infolge Widerstandsverminderung im Schlagraumgebiete in der Nähe der Spitze ein Teil der auf den Elektroden angehäuften Elektrizität zum raschen Einströmen in letzteren gebracht; eine kurzverlaufende, stossweise, partielle Elektrodenentladung erfolgt. Das in Bildung begriffene Büschel kann hierbei seinerseits sogleich in eine Art plötzlich und vorübergehend auftretenden Büschellichtbogen bez. in einen Flammenbogen von sehr kurzer Dauer, d. h. in einen Funken übergehen. Steigt die Stromstärke hierbei momentan vorübergehend sehr hoch, so erscheint dieser Funken weiss, sonst rötlich. Die mehr oder minder entladenen Elektroden brauchen infolge ihrer (grossen) Capacität Zeit zur Aufladung; dann erst entsteht ein zweiter Stossbüschel oder Funken. Es erscheint also eine Reihe zeitlich discontinuirlich auftretender Büschel oder ein Funkenstrom. Vermehrt man die Stromstärke, so folgen sich die Stossentladungen in immer kleineren Zeitintervallen; immer weniger kann der Schlagraum zwischen zwei Entladungen in den ursprünglichen Zustand (bezüglich seiner Temperatur, Leitfähigkeit etc.) zurückkehren; die Reihe von Stossbüscheln geht schliesslich in nahe continuirliche Büschelentladung über.

Für den Uebergang der negativen Büschelentladung in den negativen Büschellichtbogen gelten ähnliche Betrachtungen. Die einzelnen Funken des hier auftretenden Funkenstromes sind immer relativ (bei der gleichen Elektrodencapacität) sehr stark, entsprechend dem bei diesem Uebergange stets sehr grossen Potentialsturze (vgl. Fig. 13).

Wird die Grenzstromstärke der positiven Büschelentladung überschritten, so tritt zunächst stossweise Funkenentladung zwischen der Anode und der Krone des Büschels, d. h. also ein Strom von halben Funken auf; bei grösserer Stromintensität werden diese halben Funken allmählich immer länger, und schliesslich erst bilden sich Funken aus, welche den Schlagraum voll überbrücken.

Es bleibt endlich noch derjenige Funkenstrom zu besprechen, welcher für kleinste Schlagweiten bei allen Stromstärken zu beobachten ist. Ueberblickt man die Reihenfolge der Entladungserscheinungen, welche bei *constanter* Stromstärke (z. B. 1 Milliamp.), aber abnehmender Schlagweite eintreten (vgl. Figg. 11a und 11b) und bedenkt man, dass bei mikroskopisch kleiner Schlagweite für alle Stromstärken schliesslich ein Flammenbogen zwischen den Elektroden auftreten wird <sup>1)</sup>, so liegt der Gedanke nahe, dass der in Rede stehende Funkenstrom nichts anderes ist, als diejenige zeitlich discontinuirliche Entladung, welche sich zwischen den Bereich des Büschellichtbogens und des Flammenbogens bei nicht verschwindend kleiner Elektrodenkapazität einschieben muss. An einer ideal feinen Spitze würde man sicher bei *sehr* kleinen Schlagweiten discontinuirliche Entladung des genannten Ursprunges beobachten können; an stumpfen Spitzen hängt jedoch die Ausbildung eines Funkenstromes damit zusammen, dass die Anfangspotentialdifferenz bei kleinen Schlagweiten einen *relativ* hohen Wert besitzt.

Jeder Funkenstrom besteht nur dann aus einer Reihe zeitlich äquidistanter, gleichartiger Funken, wenn sein (Stromstärken-)Existenzbereich gross ist, also bei grosser Elektrodenkapazität. Dies gilt jedoch auch nur unter der weiteren Einschränkung, dass man sich den Grenzen seines Existenzbereiches nicht nähert. In der Nähe letzterer, bei kleiner Elektrodenkapazität also überhaupt, sind die Funkenströme

1) Von der Ausbildung eines regelrechten Flammenbogens kann natürlich bei den geringen hier in Frage kommenden Stromstärken (bis 2 Milliamp.) noch keine Rede sein. Ein glühend *roter* Punkt, welcher bei 2 Milliamp. und allerkleinster Schlagweite dauernd zwischen Metallelektroden zu beobachten ist, kann wohl als der erste Ansatz zur Ausbildung des Flammenbogens aufgefasst werden.

äusserst unregelmässig. Mit wachsender Stromstärke kann sich schon am Funkenstrom die Annäherung an die nächstfolgende nahe continuirliche Entladungsart durch eine Abnahme der *mittleren* Spannungsdifferenz der Elektroden zeigen.

*Funkenpotentiale.* Bei Entladung in Form von Funken spricht man von einem „Funkenpotential“.

Meist versteht man unter Funkenpotentialdifferenz wohl diejenige Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden, welche soeben überschritten werden muss, damit speciell ein Funken bez. Funkenstrom ausbricht, gleichgültig, ob im Schlagraume schon vorher Glimmen oder Büschelentladung vorhanden war, oder nicht. Nach dem Vorangegangenen ist *dieser* Begriff des Funkenpotentials *vieldeutig*; sowohl das Anfangspotential (vgl. Abschnitt XV) als auch das Grenzpotential der positiven Glimmentladung, wie auch das Grenzpotential der negativen Büschelentladung etc. kann die Bedeutung eines Funkenpotentials annehmen. Für eine bestimmte Schlagweite wären also unter Umständen fünf verschiedene Funkenpotentiale zu unterscheiden.

Versteht man dagegen, wie es wohl auch geschieht, unter Funkenpotential in engerem Sinne diejenige Spannungsdifferenz, bei welcher für allmählich vom Nullwerte aus vergrösserte (mittlere) Stromstärke überhaupt *zum ersten Male* ein Funkenstrom auftritt, so ist die Vieldeutigkeit wenigstens in den meisten Fällen vermieden.

Solange die Funkenpotentialdifferenz (im engeren Sinne) zugleich Anfangspotentialdifferenz ist, besitzt sie die gleichen Absolutwerte bei positiver und negativer Entladung; bei grösseren Schlagweiten ist, wie man aus den Angaben der vorangehenden Abschnitte ersehen kann, die positive Funkenpotentialdifferenz wesentlich kleiner als die negative.

## B. Kugelelektroden.

### XIX. Anfangspotentialdifferenz.

Anfangspotentialdifferenzen zwischen Kugelelektroden sind vielfach gemessen worden<sup>1)</sup>; es genüge hier, zur Orientirung

1) Vgl. die Arbeiten von Hrn. A. Heydweiller, Wied. Ann. 40. p. 464. 1890 u. 48. p. 213. 1893; daselbst findet sich auch eine kritische Sichtung älterer Arbeiten mit ausführlicher Litteraturangabe.

Steht einer isolirten Kugel speciell eine gleichgrosse abgeleitete gegen-

auf die Angaben von Anfangspotentialdifferenzen in Tab. VII zurückzuweisen.

## XX. Stossentladung (Funken) bei schwächstem Strome.

Sehr wenig wissen wir über den Einfluss der Elektroden-grösse auf die Erscheinungen und speciell die Spannungsdifferenz von Kugelelektroden während des Verlaufes der verschiedenen nahe continuirlichen oder auch zeitlich discontinuirlichen Entladungsarten. Selbst die dürftigen Angaben des vorliegenden und des nächsten Abschnittes meiner Arbeit beruhen daher im wesentlichen auf Vermutungen, im Gegensatze zu der auf Thatsachen gegründeten Darstellung der vorangehenden Abschnitte.

über, und kennt man die Anfangspotentialdifferenz zwischen ihnen für irgend eine Schlagweite, so kann man, wie Hr. Heydweiller gezeigt hat, die Anfangspotentialdifferenz für jede beliebige andere Schlagweite berechnen.

In dem Falle, dass jede Kugelelektrode 6 cm Durchmesser hat, findet man, unter Zugrundelegung einer Spannungsdifferenz von 38300 Volt bei 1,2 cm Schlagweite, folgende Werte der Anfangspotentialdifferenzen:

Schlagw. $F$ in cm	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,4	3,0	3,6	4,2
Anfangspotentialdifferenz in Volt	20390	29680	38300	46440	54060	67890	80160	90900	100400

Soweit experimentelle Potentialbestimmungen reichen (bis 1,6 cm Schlagweite), stimmen die berechneten Werte mit den beobachteten gut überein.

Auf einen Vergleich der zu messenden Spannungen mit den bei verschiedenen Schlagweiten  $F$  zwischen zwei Metallkugeln von je 6 cm Durchmesser herrschenden Anfangspotentialdifferenzen gründen sich alle meine in vorliegender Arbeit mitgetheilten Messungen von Spannungsdifferenzen. Die zu leichter Orientirung zu den gemessenen Schlagweiten  $F$  beigefügten Potentialdifferenzenangaben in Volt sind aus der vorstehenden Tabelle durch graphische Interpolation gefunden. Die angegebenen Werte setzen freilich genau genommen voraus, dass die eine Elektrode gleiche Spannung besitzt wie der umgebende Raum (zur Erde abgeleitet ist); solange jedoch die Schlagweite  $F$  kleiner ist als der Radius der Elektroden, dürfte es gleichgültig sein, ob die *weitere* Umgebung beider Elektroden mit einer Elektrode gleiche Spannung besitzt oder nicht.



Ist an einer ideal feinen Spitze, welche in nicht zu kleinem Abstände einer plattenförmigen zweiten Elektrode gegenübersteht, das Anfangspotential erreicht, so setzt die positive Entladung wohl sogleich mit nahe continuirlichem Glimmen ein; weder für kleine noch für grosse Elektrodenkapazität tritt bei Beginn der Entladung zeitlich discontinuirliches, stossweises Fliessen der Elektrizität auf. Der Verlauf der Spannungsdifferenz als Function der Stromstärke dürfte (für sehr

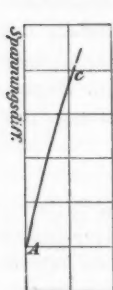


Fig. 14a.

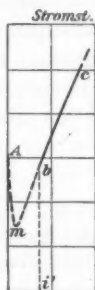


Fig. 14b.

feine Spitze) etwa der in Fig. 14a angedeutete sein; *A* bedeutet die Anfangspotentialdifferenz und zugleich Minimumpotentialdifferenz der Glimmentladung, *AC* den Verlauf der Potentialdifferenz für die Glimmentladung bei zunehmender Stromstärke.

Das in Fig. 14a angegebene Verhalten ist jedoch wohl nur als ein idealer Grenzfall anzusehen. Selbst feine Spitzen zeigen, wie Hr. W. C. Röntgen nachgewiesen hat<sup>1)</sup>, immer

noch eine höhere Anfangspotentialdifferenz als die Minimumpotentialdifferenz beim Glimmen; ist nämlich einmal nahe continuirliche Glimmentladung eingeleitet, so kann man die Stromstärke wesentlich verkleinern, das Glimmen erhält sich. Man hat wohl anzunehmen, dass bei nicht ideal spitzer Anode (bez. Kathode) der Verlauf der Spannungsdifferenz bei Glimmentladung als Function der Stromstärke etwa der in Fig. 14b skizzierte ist. Die Constanz der von Hrn. W. C. Röntgen in der angedeuteten Weise erhaltenen Minimumpotentialdifferenz spricht dafür, dass bei Spitzen wirklich bei Stromschwächung Glimmentladung bis zum Umkehrpunkte *m* der Fig. 14b existenzfähig bleibt. Bei grösseren (Kugel-)Elektroden scheint es aber nicht mehr möglich zu sein, die Glimmentladung ohne künstliche Hilfsmittel bis zu einer Spannungsdifferenz, welche auffallend kleiner ist als die Anfangspotentialdifferenz, zu erhalten.

1) W. C. Röntgen, Götting. Nachr. 1878. p. 396; vgl. J. Precht, Wied. Ann. 49. p. 174. 1893.

Ist die Elektrodenkapazität einer grösseren (kugelförmigen) Elektrode nicht verschwindend klein, so tritt nach Ueberschreiten der Anfangspotentialdifferenz stets zunächst stossweise, zeitlich discontinuirliche Entladung<sup>1)</sup> auf. Erst wenn die mittlere Stromstärke einen bestimmten Wert  $i'$  überschreitet, erscheint die nahe continuirliche Glimmentladung. Nach dem Gesagten ist die Veranlassung zu dem Auftreten des discontinuirlichen Elektrizitätsfließens zu Beginn der Entladung — ebenso wie für die Funkenströme beim Uebergange zweier nahe continuirlicher Entladungsarten in einander — ein Potentialsturz; dieser ist hier gegeben in der Differenz zwischen Anfangspotentialdifferenz und der Minimumpotentialdifferenz des Glimmens (d. h. durch  $[A-m]$  in Fig. 14b).

#### XXI. Glimmen und Büschel an Kugelelektroden.

Ein dauernd ungestörtes Glimmen findet, wie schon bemerkt ist, an grösseren Elektroden in der Regel nur bei Spannungsdifferenzen statt, welche *grösser* sind als die Anfangspotentialdifferenz. Nur wenn die Grenzspannungsdifferenz des Glimmens (gegen die Büschelentladung hin) grösser ist als die Anfangspotentialdifferenz, ist demnach nahe continuirliche Glimmentladung *überhaupt* dauernd existenzfähig.<sup>2)</sup> Die Abhängigkeit des Wertes der Anfangspotentialdifferenz einerseits, der Grenzpotentialdifferenz des positiven Glimmens andererseits von der Schlagweite ist nun im allgemeinen eine derartige,

1) Die Form der hier auftretenden stossweisen Entladung hängt vor allem auch ab von der Schlagweite und der Stromstärke. So erhielt ich z. B. bei positiver Entladung zwischen einer kleinen Messingkugel von 0,5 cm Durchmesser und einer solchen von 3 cm Durchmesser bei etwa 2 cm Schlagweite einen Funkenstrom, bei 4 cm Schlagweite stossweise Büschelentladung, bei etwa 6 cm zuerst stossweise (intermittirend) auftretendes Glimmen und erst bei etwas grösserer Stromstärke Stossbüschel; häufig beobachtet man auch bei grosser Schlagweite nur stossweises Glimmen, welches dann bei hinreichender Stromstärke direct in nahe continuirliche Glimmentladung übergeht.

2) Ich sehe von den Fällen ab, bei denen die Ausbildung der Glimmentladung in bekannter Weise durch passende Ueberzüge über die Elektrode oder dergleichen besonders begünstigt ist.

wie sie Fig. 15 zeigt (vgl. die Angaben in Tab. VII). Es ist anzunehmen, dass Glimmentladung nur für Schlagweiten grösser als  $s$  (bei Werten der Spannungsdifferenz, welche dem schraffierten Gebiete  $\beta\gamma\delta$  angehören) dauernd bestehen kann. Für Schlagweiten kleiner als  $s$  würde nach Ueberschreiten der

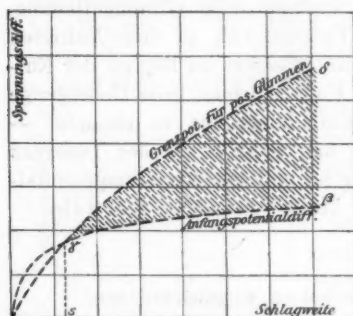


Fig. 15.

dass die Anfangspotentialdifferenz viel rascher mit dem Anodendurchmesser zunimmt, als die Grenzspannungsdifferenz. Es ist hiernach vorherzusehen, dass die Schlagweite  $s$  der Fig. 15 mit wachsender Anodengrösse erst langsam, dann aber schneller und schneller zunimmt. Da aber Glimmen bei kleinerer Spannung als die Anfangspotentialdifferenz in der Regel nicht existenzfähig ist, so ist zu vermuten, dass positive Glimmentladung an grossen, metallischen Kugelanoden schliesslich überhaupt nicht mehr auftreten wird. Schon an einer blanken Metallkugel von 3 cm Durchmesser dürfte positives Glimmen bei weniger als 10 cm Schlagweite nicht dauernd existenzfähig sein.

Da negative Glimmentladung, soweit ich bemerken konnte, überhaupt nur an spitzen Elektroden, d. h. an solchen mit kleiner Anfangspotentialdifferenz auftritt, so ist wohl anzunehmen, dass die Grenzspannungsdifferenz des negativen Glimmens (gegen die negative Büschelentladung hin) bei allen Schlagweiten nur sehr kleine Absolutwerte besitzt.

Die Grenzstromstärke der positiven Glimmentladung ist an der gleichen Kugelelektrode (ebenso wie an einer Spitze) angenähert constant, unabhängig von der Schlagweite (vgl. Tab. I). Ihr Absolutwert an verschiedenen, verschieden grossen Anoden

Anfangspotentialdifferenz so gleich Büschelentladung auftreten, oder bei nicht zu kleiner Elektrodenkapazität nur Funkenstrom.

Ueberblickt man die Werte zusammengehöriger Anfangspotentialdifferenzen und Grenzspannungsdifferenzen des positiven Glimmens an Anoden von wachsender Grösse (vgl. Abschnitt X, Tab. VII), so erkennt man,

dürfte wesentlich von der Ausdehnung des jeweilig glimmenden Oberflächengebietes abhängen; er scheint für Anoden von etwa 0,5 cm Durchmesser ein Maximum (ca. 0,3 Milliamp.) zu erreichen, und dann für grössere Anoden wieder abzunehmen. Beobachtet man die Lichterscheinung an einer Oberfläche, deren Glimmen nahe daran ist, in Büschelentladung überzugehen, so bemerkt man, dass an vielen Oberflächenstellen das bläuliche Glimmen in rötliche, etwa 0,05 cm hohe kegelförmige Lichtspitzen (kleine Flämmchen) übergeht, welche oft unstät auf der Oberfläche sich hin- und herbewegen. Schliesslich bricht aus einer dieser carminroten Lichtspitzen ein positiver Büschel hervor. Zum Ausbruche einstieliger positiver Büschelentladung scheint hiernach nur erforderlich zu sein, dass an einem beschränkten Oberflächengebiete eine bestimmte Stromdichte überschritten wird. Voraussichtlich ist diese *locale* Grenzstromdichte für alle Anoden die gleiche.

Auch die nahe continuirliche positive (und negative) einstielige Büschelentladung ist bei Spannungsdifferenzen, welche wesentlich kleiner sind als die jeweilige Anfangspotentialdifferenz, nicht dauernd existenzfähig. Dies gilt jedoch nicht mehr für den Büschellichtbogen, und wie bekannt, erst recht nicht für den Flammenbogen. Ganz allgemein dürfte der Satz gelten: Je kleiner die Elektrodencapazität, je gleichmässiger die Stromzufuhr und je grösser die Stromintensität ist, um so leichter lässt sich nahe continuirliche Entladung bei Spannungsdifferenzen, welche kleiner sind als die jeweilige Anfangspotentialdifferenz, dauernd ungestört erhalten.

Bei positiver einstieliger Büschelentladung herrscht (bei derselben Stromstärke) zwischen Elektroden der verschiedensten Grösse angenähert die gleiche Spannungsdifferenz (vgl. Abschnitt XI, Tab. X). Ob für die negative einstielige Büschelentladung ein Gleiches gilt, wäre noch zu untersuchen. Für den Büschellichtbogen (und Flammenbogen) ist wohl auch ohne weiteres anzunehmen, dass die Spannungsdifferenz der Elektroden von der Elektrodengrösse nicht wesentlich abhängt.

An einer grösseren Kugelanode besitzt der *kurze* positive Büschel stets nur eine verkümmerte Krone, gebildet aus wenigen *schwach* divergirenden Lichtfäden; oft besteht der positive Büschel sogar nur aus einem einzigen (zwei und mehr

Centimeter langen) *Lichtfaden*, ohne Krone, gleichend dem in Fig. 4 abgebildeten positiven Büschel (an einer Spitze, im ersten Stadium der Entwicklung). Letztere Büschelform ist besonders dann zu beobachten, wenn sich an der Kugelanode *mehrere* positive Büschel gleichzeitig zeigen.

Auch der negative Büschel, welcher ja stets nur kurz ist, besitzt an einer grösseren Kugelkathode eine andere Gestalt als an einer Spitze. Bildet sich, was weitaus die Regel ist, an der Kugelkathode nicht ein einziger negativer Büschel, sondern mehrere Büschel gleichzeitig, so erscheinen diese als *dünne Lichtfäden*; in dieser Entwicklungsform *ähnel*t der *negative* Büschel auffallend dem oben geschilderten kurzen, fadenförmigen *positiven* Büschel.

Die fadenförmigen Büschel sind bei grossem Schlagraume und grosser mittlerer Stromstärke häufig so zahlreich, dass die Kugelelektrode allseitig nahezu gleichmässig von einer Strahlenkrone umgeben erscheint, und es nahe liegt, diese Lichterscheinung als eine besondere Entladungsart anzusprechen. In der That ist die genannte Lichterscheinung als ein Anfang zur Ausbildung nahe continuirlicher positiver bez. negativer Streifenentladung anzusehen.

## XXII. Zur Streifenentladung.

Meine Auffassung bezüglich der als positive oder negative Streifenentladung zu bezeichnenden Entladungsformen sei kurz durch die folgende Nebeneinanderstellung klargelegt.

	Glimmentladung	Büschelentladung
Ausgangsform:	ein einziger Glimmpunkt	ein einziges einstieliges Büschel
Uebergang:	zahlreiche discr. Glimmpunkte	zahlreiche kurze Büschel
Endform:	zusammenhängende Glimmlichthaut	„Streifenentladung“.

Positive und negative Streifenentladung entstehen demnach durch Zusammenschmelzen zahlreicher positiver bez. negativer Büschel.

In einheitlicher Form erfolgt jedoch leider die Elektrizitätsentladung aus grossen Elektroden, selbst aus Kugelelek-

troden, nur selten, erst recht nicht bei Anwendung einer unregelmässig gestalteten kleinen Elektrode (Gesteinsstück, wie Basalt etc.).

An der Oberfläche grosser Elektroden findet nämlich das Ausströmen (bez. Einstromen) von Elektrizität in der Regel unter *gleichzeitiger Ausbildung verschiedener Entladungsformen an verschiedenen Oberflächenteilen statt.*<sup>1)</sup>

### C. Grosse Schlagweiten.

#### XXIII. Positive Entladung; grosse Schlagweiten (8–20 cm); Spitze gegenüber Platte.

Bezüglich der Abhängigkeit der Spannungsdifferenz von der Schlagweite (und zum Teil auch Stromstärke) bei positiver Glimm- und negativer Büschelentladung liegen Messungen von Hrn. A. v. Obermayer vor.<sup>2)</sup> Wie bei kleinen Schlagweiten, so fand sich für die genannten Entladungsarten auch noch bis zu 15 cm Schlagweite unter gleichen Versuchsbedingungen annähernd die gleiche Spannung (vgl. l. c. p. 941). Bei gleichbleibender Stromstärke nähert sich die Spannungsdifferenz mit wachsender Schlagweite einem oberen Grenzwerte (l. c. p. 417).

Für die Art und Weise, wie für positive Glimm- und negative Büschelentladung die Spannung mit der Stromstärke zunimmt, giebt Tab. XI (Abschnitt XII) der vorliegenden Arbeit einen Anhalt.

Die Grenzstromstärke, bei welcher die positive Glimm- in positive Büschelentladung übergeht, war für kleine Schlagweiten als nahe constant anzusehen. Dies gilt (vgl. Tab. XII) auch noch für grössere Schlagräume. In letzterem Falle ist zu berücksichtigen, dass unter der Grenzstromstärke diejenige

1) So tritt z. B. an einer Gesteinsecke Büschel- oder Streifenentladung auf, während gleichzeitig die benachbarten Kanten oder Flächen positives Glimmen zeigen. — An einer (Messing-)Kugel von 1 cm Durchmesser habe ich bei grösseren Schlagweiten (12–15 cm) oft ein Glimmen der Kugeloberfläche zugleich mit einstieler positiver Büschelentladung beobachtet; im nächsten Oberflächengebiete rings um die Ansatzstelle des Büschelstieles fehlte hierbei das Glimmen.

2) A. v. Obermayer, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. zu Wien 93. p. 409 u. 924. 1886.

Stromintensität zu verstehen ist, bei welcher das Glimmen an der Spitze *überhaupt* in ein einstieliges Büschel übergeht, auch wenn das Büschel den Schlagraum zunächst noch *nicht* völlig *überbrückt*. Der Absolutwert der Grenzstromstärke (und der zugehörigen Grenzspannungsdifferenz) ist natürlich an verschiedenen (mehr oder minder stumpfen) Spitzen ein verschiedener.

In Fig. 16 ist (nach Tab. VI und XII) für Schlagweiten (als Abscissen) bis zu 15 cm der Verlauf der Grenz-

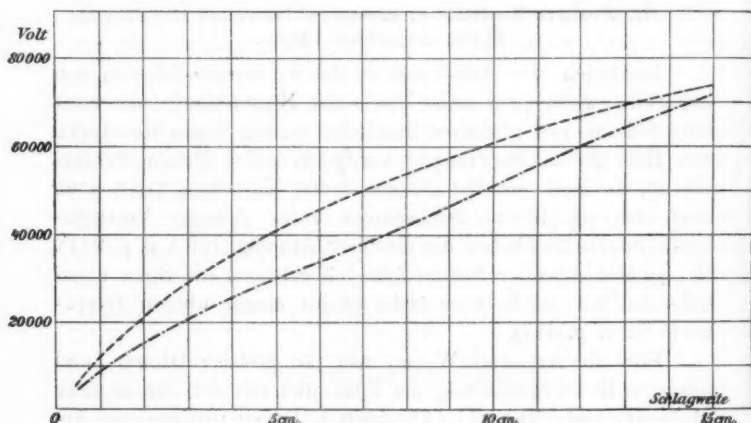


Fig. 16.

potentialdifferenz der positiven Glimmentladung (gestrichelte Curve) und der hierauf jedesmal beobachtete kleinste Spannungswert bei positiver Büschelentladung (strichpunktirte Curve) eingezeichnet. Letztere zeigt einen eigentümlichen Verlauf. Die Grösse des Potentialsturzes beim Uebergange von positivem Glimmen in positives Büschel nimmt bei wachsender Schlagweite zunächst zu, oberhalb 10 cm aber wieder ab; bei ca. 20 cm Schlagweite ist derselbe fast verschwunden. Bei sehr grossen Schlagweiten dürfte demnach der Uebergang vom Glimmen einer Spitze in positive Büschelentladung an derselben überhaupt nicht mehr von einer merklichen Abnahme der Spannungsdifferenz begleitet sein. Das Auftreten der Büschelentladung würde sich



dann nur noch darin äussern, dass die rasche Zunahme der Spannungsdifferenz mit der Stromstärke bei Glimmentladung ziemlich unvermittelt in eine viel langsamere bei Büschelentladung übergeht.

#### XXIV. Eine einzige Elektrode; Elmsfeuer.

Ueberblickt man die Lichterscheinungen, welche sich für die einzelnen Entladungsarten in verschieden grossen Schlagräumen zwischen einer kleinen Elektrode und einer ausgedehnten Halbleiterplatte bei je *constant erhaltener Stromstärke* ausbilden, so bemerkt man folgendes:

Bei Vergrösserung des Schlagraumes ändert sich die Lichtgestalt der Entladung, soweit sie schon im kleineren Schlagraume ausgebildet war, nicht mehr wesentlich; die einzelnen Lichttheile behalten ihre relative Lage zur kleineren Elektrode bei.<sup>1)</sup>

Da wohl ohne weiteres anzunehmen ist, dass bei *sehr* grosser Schlagweite eine Aenderung derselben auf die bei einer bestimmten Stromstärke sich ausbildende Lichterscheinung an der kleinen Elektrode keinen Einfluss mehr haben kann, so besagt der ausgesprochene Satz eigentlich nur, dass der Entladungsprocess in der Nähe der kleinen Elektrode auch schon dann fast ausschliesslich von dieser aus regulirt wird, wenn ihr die Halbleiterplatte noch relativ nahe steht.

Auf Grund des angegebenen Satzes und unter Berücksichtigung der Ausbildung der Lichterscheinung der einzelnen nahe continuirlichen Entladungsformen bei den grössten bisher erreichten Schlagweiten lässt sich nun ein wohl im allgemeinen zutreffendes Bild der Lichterscheinungen gewinnen, welche *an einer kleinen hervorragenden, alleinstehenden Elek-*

1) Der oben speciell für die *Lichterscheinung* der Entladung ausgesprochene Satz besitzt vielleicht auch in allgemeinerer Fassung, d. h. auch für das thermische Verhalten etc., eine wenigstens angenäherte Gültigkeit.

Im Gegensatz zu allen übrigen Entladungsformen haftet die Lichterscheinung des *positiven Büschellichtbogens* nicht an der kleineren Elektrode, sondern an der Halbleiterplatte (d. h. der Kathode, Abhandl. Isis, I. c. p. 8 *fälschlich* Anode genannt); ich sehe daher von ihm bei den folgenden Betrachtungen ganz ab.

trode gegenüber einer *sehr entfernten* plattenförmigen Elektrode von grosser Ausdehnung bei Stromstärken bis etwa 2 Milliamp. auftreten werden.

Bei *positiver* Entladung wird die hervorragende Elektrode bis zu einer Stromstärke von etwa 0,1 Milliamp. nur Glimmen zeigen. Kommt es bei weiterer Stromverstärkung zur Bildung eines einstieligen positiven Büschels, so dürfte dieses bei 0,5 Milliamp. eine Höhe von etwa 12—15 cm besitzen. Oft jedoch wird die Glimmentladung in positive Streifenentladung übergehen. In diesem Falle ist für 1—2 Milliamp. die Ausbildung einer kugeligen Lichthülle von höchstens 5 cm Radius um das Ende der Anode vorherzusehen.

Bei *negativer* Entladung erscheint bei schwachem Strome Glimmen, bei stärkerem bildet sich wohl nur an sehr feinen Spitzen und bis zu Stromstärken von etwa 0,5 Milliamp. ein *einziges* wohlentwickeltes (bis 1 cm grosses) negatives Büschel aus; in der Regel dürfte jedoch, besonders an ausgedehnteren Elektroden, sogleich negative Streifenentladung auftreten. Bei 1—2 Milliamp. bildet diese eine Lichthülle von höchstens 3 bis 5 cm Radius um die Elektrode.

Die voranstehenden Angaben sind wohl auch auf die Lichterscheinungen des bekannten Elmsfeuers an einer hervorragenden, alleinstehenden Spitze (hohen Blitzableiter gegenüber ausgedehnter Wolkenbank) übertragbar.<sup>1)</sup>

Wird die Elektrode nicht von einer stumpfen Spitze oder kleinen Kugel gebildet, sondern von irgend einem unregelmässig gestalteten Halbleiter (Basaltblock, feuchten Felsgipfel, bez. auch feuchten Rasen etc.), so bilden sich natürlich an allen hervorstehenden Oberflächenteilen zahllose discrete glimmende Punkte, eventuell auch zeigen einzelne Oberflächengebiete eine zusammenhängende Glimmlichthaut. In quantitativer Hinsicht ist nach dem Verhalten von Basaltstücken als Elektrode anzunehmen, dass eine *glimmende* Fläche von 1 Quadratmeter Grösse wohl im günstigsten Falle bis zu

1) Es sei darauf hingewiesen (vgl. A. v. Obermayer, Meteor. Zeitschr. 5. p. 325. 1888), dass bei Elmsfeuer in vielen Fällen als zweite Elektrode sogar relativ *nahe* Gegenstände, z. B. der Spitze entgegenfallende elektrisch geladene Schneeflocken oder Graupelkörner anzusehen sind.

1 Amp. abgeben oder aufnehmen kann. In Hinsicht auf den Abschnitt über Kugelblitze sei hierzu noch bemerkt, dass die Lichterscheinung des Glimmens, wie bekannt, eine wenig auffallende ist, sodass dieselbe bei Tag oder auch Nachts, wenn die Aufmerksamkeit durch eine andere in der Nähe befindliche einigermaassen helle Lichterscheinung abgelenkt wird, leicht zu übersehen ist. Auch bei Tage leicht bemerkbare Lichterscheinungen treten erst dann auf, wenn die Strömungsintensität (an Kanten, Ecken) so gross wird, dass Streifenentladung oder positive Büschelentladung sich bildet.

### Anhang.

#### Zur Kenntniss der Kugelblitze.

Ausser den Elmsfeuern tritt uns in der Natur noch eine eigentümliche Art nahe continuirlicher Elektricitätsentladung entgegen, die sogenannten „Kugelblitze“.<sup>1)</sup>

Unter den Entladungsformen, welche bisher auf die verschiedenste Weise hergestellt worden sind, ist sicher keine mit den Kugelblitzen völlig identisch. Jedoch haben wir in dem Büschellichtbogen einen Entladungsprozess zu experimenteller Verfügung, welcher in der verschiedensten Hinsicht dem in Kugelblitzen stattfindenden ähnelt; verschieden sind eigentlich nur die räumlichen Dimensionen des Entladungsvorganges. Ganz besonders in die Augen fallend ist diese Aehnlichkeit, wenn man die Kugelblitze mit den Leuchterscheinungen vergleicht, welche bei Büschellichtbogen in etwas *verdünnter* Luft (von etwa 5 cm Quecksilberdruck) zu beobachten sind.<sup>2)</sup>

1) Schilderungen von Kugelblitzen finden sich in F. Arago's *Werken* 4. p. 25—49 (herausgeg. v. W. G. Hankel); noch zahlreichere, bis in neuere Zeit reichende „Beispiele von Kugelblitzen“ hat Hr. Sauter in der „Beilage zum Programme des Kgl. Realgymnasiums in Ulm zum Schlusse des Schuljahres 1891—1892“ (Ulm 1892) zusammengestellt. Der Kürze halber werde ich im Folgenden Beispiele von Kugelblitzen aus letztgenannter Sammlung einfach mit *S* und Angabe der Beispielenummer (also z. B. *S*, 14) citiren.

2) Hr. A. Righi hat zuerst auf die grosse Aehnlichkeit, welche zwischen Kugelblitzen und der von ihm in gasverdünnten Räumen untersuchten Form von sehr verlangsamter Entladung grosser Leydener Batterien, einem speciellen Falle von Büschellichtbogen, besteht, ausdrücklich aufmerksam gemacht; vgl. *Lum. Electr.* 42. p. 501. 1891.

Ueberträgt man, natürlich unter Beachtung der geänderten Grössenverhältnisse und mit Berücksichtigung des erwähnten Beobachtungsmateriales über Kugelblitze die am Büschellichtbogen festgestellten Gesetze, Beziehungen und Eigentümlichkeiten auf die Kugelblitzentladung, so lässt sich letztere in folgender, zum Teil in das Wesen des Entladungsmechanismus eindringender Weise zusammenfassend schildern.

*Beginn des Entladungsprocesses bei Kugelblitzen.* — Der gesamte Entladungsvorgang wird (von seltenen Ausnahmen vielleicht abgesehen) eingeleitet durch einen gewöhnlichen (sogenannten Linien- oder Zickzack-)Blitz.<sup>1)</sup> Dies gilt sowohl für Entladung zwischen zwei Wolken, als auch zwischen Wolke und Erde. In diesem *Initialblitze* gleichen sich diejenigen Elektrizitätsmengen aus, welche in ihn an seinen Endpunkten in *kürzester* Zeit einströmen können. Von der Menge dieser unmittelbar verfügbaren Elektrizität hängt die Intensität des Initialfunkens ab; sie ist wohl in der Regel nicht unerheblich, doch sind auch Kugelblitze beobachtet worden, bei denen der Initialfunken wahrscheinlich nur sehr schwach war.

Die Bahn des Initialblitzes verbleibt für kurze Zeit in einem Zustande der Art, dass in ihr Elektrizität leichter bewegt werden kann, als im umgebenden Luftraume; der Blitz hinterlässt einen Endladungscanal. Wird bald nach der Blitzentladung neue Elektrizität in den beiderseitigen Ursprungsgebieten des Blitzes frei, oder erfolgt aus fernerliegenden Wolkenteilen ein nachträgliches Zuströmen von Elektrizität, so kann der Entladungscanal von einer Reihe von Nachentladungen in Form wie der von gewöhnlichen Blitzen benutzt werden. Es ist jedoch auch möglich, dass im Entladungscanale ein nahe continuirliches Fliessen von Elektrizität eintritt.<sup>2)</sup> Ohne geeignete Beobachtungshilfsmittel bemerkt man

1) Vgl. S (15), (24), (29), (39), 45, 46, 91, 94, 116, 118, 123, 126, (129), 132, 137, 138, 141, 166, 213; in all diesen Fällen von Kugelblitzen ging ein gewöhnlicher Blitzschlag dem Erscheinen durch Leuchtmasse des Kugelblitzes *unmittelbar voraus*. — Auch die verlangsamte Entladung grosser Leydener Batterien wird bekanntlich durch einen Initialfunken eingeleitet (vgl. Wied. Ann. 63. p. 115. 1897). Die Intensität des Initialfunkens hängt von der Elektrodenkapazität ab.

2) Dass ein Elektrizitätsnachfliessen auf der Bahn des Initialblitzes thatsächlich bei intensiven Blitzschlägen *in der Regel* stattfindet, hat Hr.

das Nachfliessen natürlich nur in den seltenen Fällen, in denen der Initialblitz schwach, das Nachfliessen stark und langdauernd erfolgt <sup>1)</sup>, oder wenn der Entladungscanal (vielleicht vom Winde verschoben) noch während der Nachentladung seine Bahn wesentlich änderte. <sup>2)</sup>

Erfolgt der Elektrizitätsnachfluss sehr gleichmässig, so findet günstigenfalls eine regelmässige Lichtschichtung, Leuchtmassenbildung längs der Entladungsbahn statt <sup>3)</sup> (Perlschnur- oder Rosenkranzblitze und Kugelblitze).

*Die Leuchtmasse.* — Bei langdauerndem, nahe continuirlichem Elektrizitätsflusse zwischen Wolke und Erde kommt es im Entladungscanale fast ausnahmslos nur zur Bildung einer *einzigen* Leuchtmasse; nach ihrer Gestalt wird der ganze Entladungsprocess bekanntlich Kugelblitz genannt.

Aus welchen Gründen nur an einer oder mehreren Stellen der Entladungsbahn eine intensive Lichtentwicklung (Bildung einer Leuchtmasse, Lichtkugel, Flamme oder dergl.) stattfindet, ob an der leuchtenden Stelle ein besonders hoher Wert des Potentialgradienten herrscht, ob es eventuell an ihr zur Ausbildung eines Luftwirbels kommt etc., lässt sich zur Zeit noch nicht sagen; wir kennen ja doch selbst für den Büschellichtbogen noch nicht die nötigen und hinreichenden Bedingungen zur Ausbildung von Leuchtmassen. Anzunehmen ist wohl, dass die Leuchtmasse zugleich eine etwas verengte Stelle der Entladungsbahn bezeichnet.

Die Grösse der Leuchtmasse wird sehr verschieden angegeben, meist faust- bis kopfgross. Ihre *Gestalt* ist wohl stets nur in erster Annäherung als eine Kugel zu bezeichnen.

---

Ogden N. Rood (*American Journ. of Science and Arts* 5. March 1873) nachgewiesen. Nach seinen Beobachtungen und Messungen zeigen fast alle Blitzschläge entweder nahe continuirliches Nachfliessen oder eine Reihe von Nachentladungen.

1) F. Arago, l. c. p. 36 „Blitze, welche das Ansehen eines Feuerstromes hatten“; vgl. auch S 4.

2) Vgl. die Blitzphotographie von Hrn. H. Kayser, *Wied. Ann.* 25. p. 131. 1885.

3) F. Arago, l. c. p. 36 „Blitz, der sich vor seinen (Prof. Munke's) Augen in eine grosse Menge kleiner Kugeln auflöste“; vgl. auch S 93 und S 183.

Oft besitzt die Leuchtmasse etwa eiförmige Gestalt; ihre Längsaxe zeigt wahrscheinlich, ähnlich wie diejenige der Leuchtmassen des Büschellichtbogens, die jeweilige Richtung der elektrischen Strömung an. Oft auch ist die Leuchtmasse nach einer Seite hin flammen-, kerzenlicht- oder birnförmig zugespitzt.<sup>1)</sup> Da die Leuchtmassen sowohl bei positivem wie bei negativem Büschellichtbogen ihre spitze Seite der Anode, die breitere der Kathode zuwenden, so ist vielleicht das Gleiche bei der Leuchtmasse des Kugelblitzes der Fall.

Die Begrenzung der Lichterscheinung ist keine scharfe; die eigentliche Leuchtmasse dürfte meist von einer lichtschwachen, eventuell auch anders gefärbten Lichthülle umgeben sein.<sup>2)</sup> Letztere kann einseitig, seltener wohl auch zweiseitig im Entladungscanale sehr lang ausgezogen sein. Der ganze Kugelblitz erscheint dann als längliches Lichtband<sup>3)</sup>; die eigentliche Leuchtmasse als etwas verdickte hellste Stelle, wahrscheinlich meist das der Kathode zugekehrte Ende des Leuchtbandes bildend. Diese verlängerte Lichterscheinung bildet schon den Uebergang zu dem oben citirten „Feuerströme“, d. h. zu einer Lichtentwicklung auf der *ganzen* Entladungsbahn.

Die Farbe der eigentlichen Leuchtmasse ist bei geringer Strömungsintensität bläulich, dann dunkel- oder carminrot, ziegelrot, gelbrot, schliesslich weisslich; in den allermeisten

---

1) Meteorol. Zeitschr. p. 355. 1892: „unten breiter, oben zugespitzt“; p. 189. 1896: rosafarbener Kugelblitz „birnförmig gestaltet, das breitere Ende gelblich“, 12 cm breit, 18 cm lang. S 94 „bläuliche Flamme, welche wie eine Birne geformt war, die Spitze nach unten geneigt“.

2) S 94: bläuliche Flamme in gelblicher Hülle; S 125: hellrote Kugel mit handbreitem bläulichen Saume; vgl. auch Arago, l. c. p. 42.

Beim Büschellichtbogen besitzt die carminrote Leuchtmasse eine ziegelrote oder gelbliche Hülle; bei sehr grosser Stromstärke (ca. 3 Milliamp.) findet beiderseits der eigentlichen Leuchtmasse, und schliesslich im ganzen Entladungscanale eine Lichtentwicklung von gelblicher oder ziegelroter Färbung statt (vgl. Abschnitt XIII).

3) Meteorol. Zeitschr. p. 252. 1895: „leuchtende kleine Säulchen“ bis 2 m lang; l. c. p. 244. 1895: „feurige Schlangenlinie“; S 18: „Cylinder“; S 35: „leuchtende Fackeln“; S 89: Kugel „verlängerte sich und richtete sich schief gegen ein Loch“; S 92: „roter geschweiffter Feuerball“. Vgl. auch S 98.

Fällen wird die Leuchtmasse als dunkel-, feurig- oder carminrot geschildert.

Die in der Leuchtmasse sich relativ eng zusammendrängenden Strömungsfäden treten nach unten mehr auseinander. Am Boden verbreiten sie sich wohl in der Regel auf ein grösseres Flächengebiet, und endigen daselbst in einzelnen Lichtbüscheln, discreten Glimmlichtpunkten, oder auch in Flächenstücken mit zusammenhängender Glimmlichthaut. Dass die letztgenannten Lichterscheinungen bei Kugelblitzen bisher nur selten beobachtet wurden<sup>1)</sup>, erklärt sich durch ihre relativ sehr geringe Helligkeit (vgl. die Angabe zu Ende des Abschnittes XXIV). Auch ist es sehr wohl möglich, dass die Stromfäden unter Umständen (auf Wasseroberflächen etc.) lichtlos endigen.

*Bewegung der Leuchtmasse.* — Eine Verschiebung des Entladungscanales durch Luftströmungen (Wind)<sup>2)</sup> oder auch wohl unter dem Einflusse elektrischer Kräfte wird an einer Horizontalverschiebung der Leuchtmasse sichtbar. Jedoch findet in der Regel ausserdem noch während der Dauer der nahe continuirlichen Entladung eine (Vertical-)Verschiebung der Leuchtstelle längs des Entladungscanales statt; man beobachtet bei Kugelblitzen ein Aufsteigen oder auch Herabfallen der Leuchtmasse. Wie das Verhalten der Leuchtmassen beim Büschellichtbogen lehrt<sup>3)</sup>, kann schon allein eine Aenderung der Stromstärke, wie sie ja während des Verlaufes der Kugelblitzentladung stets erfolgen dürfte, die Lage der Leuchtmasse ändern.<sup>4)</sup> Es ist jedoch wahrscheinlich, dass oft auch eine Verschiebung der Leuchtstelle im Entladungscanale stattfindet,

1) F. Arago, l. c. p. 37; S 60, 114, 164; Meteorol. Zeitschr. p. 189. 1896.

2) S 125, 132.

3) Vgl. Abb. Isis, l. c. p. 18.

4) Senkt sich z. B., wie öfters beobachtet wurde [vgl. F. Arago, l. c. p. 41; S 98, (134)], eine Leuchtmasse zuerst herab und steigt dann wieder auf, ohne den Erdboden berührt zu haben, so könnte dies Verhalten darauf hindeuten, dass der Erdboden Kathode war, und dass die Stromstärke im Entladungscanale zuerst zugenommen, dann wieder abgenommen hat.



welche der bei constanter Stromstärke erfolgenden „Wanderung“ der Leuchtmassen des Büschellichtbogens analog ist.<sup>1)</sup>

Viele von den zunächst auffallenden und ungewöhnlichen Eigentümlichkeiten des Kugelblitzes erklären sich ungezwungen durch die Annahme, dass längs der Entladungsbahn (mit Ausnahme vielleicht der nächsten Nähe der Ansatzpunkte am Boden) ein relativ geringer Potentialgradient herrscht. Wahrscheinlich ist derselbe sogar noch nicht so gross wie beim Büschellichtbogen, d. h. noch kleiner als etwa 1700 Volt pro Centimeter. Ebenso wie der Büschellichtbogen bei dem in Abschnitt XIII, Fig. 7 der vorliegenden Arbeit angegebenen Experimente dem Metalldrahte *db* ausweicht, ebenso weicht häufig die Entladungsbahn des Kugelblitzes, also auch dessen Leuchtmasse, dem Menschen (oder auch Gebäuden etc.) aus.<sup>2)</sup> Wie aber bei dem angeführten Experimente der Ansatzpunkt des Büschellichtbogens plötzlich von *a* nach *b* überzuspringen vermag, ebenso kann auch die Ansatzfläche der Kugelblitzentladung (ganz oder teilweise) auf den menschlichen Körper übertreten, sodass letzterer ganz oder zum Teil von dem nahe continuirlichen Strome des Kugelblitzes durchflossen wird, natürlich unter Auslösung entsprechender Schmerzempfindung, eventuell auch mit Hinterlassung von Brandwunden an den Ansatzstellen.<sup>3)</sup>

Die Leuchtmasse des Kugelblitzes dringt wie bekannt auch ins Innere der Häuser, in Zimmer, Küchen etc. ein. Dies ist nach der angegebenen Auffassung über das Wesen der Kugelblitze nicht auffallend, besonders wenn man bedenkt, dass ja auch sehr intensive Elmsfeuer im Innern von Gebäuden (in Zimmern, Treppenhäusern) beobachtet worden sind<sup>4)</sup>, und da allgemein anzunehmen ist, dass über jeder Fläche mit intensiver Elektrizitätsabgabe oder -Aufnahme eine Leuchtmasse existenzfähig ist.

Als Analogon zu dem Auftreten oder Eindringen einer Leuchtmasse in Gebäuden sei folgender Versuch erwähnt.

1) Vgl. Abh. Isis l. c. p. 20 u. 21.

2) F. Arago, l. c. p. 44. S 30, 66, 78, 213.

3) Vgl. S 14, 85, 102, 147, 164, 169, 213.

4) Vgl. besonders F. Arago, l. c. p. 39, sowie Meteorol. Zeitschr. p. 222. 1893.

Zwischen zwei horizontalen Schieferplatten  $w$  und  $b$ , entsprechend Wolke und Erdboden, bestehe ein Büschellichtbogen; durch schwache Luftbewegung lässt sich seine Lage leicht verschieben. In den Zwischenraum zwischen die Schieferplatten sei nun mit isolirender Handhabe ein kleines, unregelmässig gestaltetes Halbleiter- oder Leiterstück  $d$  (entsprechend etwa dem Dache eines Hauses) gehalten, so zwar, dass es der unteren Schieferplatte näher stehe als der oberen; der untere Zwischenraum entspricht dann den Zimmern. Wird nun der Büschellichtbogen gegen das Zwischenstück hingeweht, so kann er letzteres umgehen. Er kann aber auch auf dasselbe überspringen. In letzterem Falle teilt er sich in zwei Büschellichtbogen, einen zwischen  $b$  und  $d$ , und einen zweiten zwischen  $d$  und  $w$ ; der Körper  $d$  (das Dach) wird zur *Zwischenelektrode*. Beide so entstandenen Büschellichtbogen sind recht unabhängig voneinander; jeder kann für sich Bewegungen seiner Bahn in seinem Schlagraume erleiden, jeder kann sich, wenn nötig, verlängern oder verkürzen (z. B. bei Heben und Senken des Körpers  $d$ ) etc.; ja es kann sogar der eine Büschellichtbogen in dem einen Schlagraume, z. B. zwischen  $d$  und  $w$  *erlöschen* (ausgeblasen werden), der andere zwischen  $b$  und  $d$  (also der Kugelblitz im Zimmer) bleibt ruhig bestehen, wenn nur zwischen  $d$  und  $w$  (Dach und Wolke) eine hinreichende Elektrizitätsmenge durch Glimmen oder Büschelentladung übergeführt wird.

Der in das Haus eindringende Teil der Entladungsbahn kann dann seinerseits kleinere Metallteile (Thürschlösser, Ofenthüren, Ofenrohre, Treppengeländer etc.) umgehen; es können aber diese Metallteile auch wiederum zu neuen Zwischenelektroden werden. Letzteres kann mit einer ruckweisen Verschiebung des dem Metalle naheliegenden Bahnstückes nach ersterem hin verbunden sein; befindet sich gerade in der Nähe jener Bahnstelle eine Leuchtmasse, so scheint diese nach dem Metallgegenstande hinzuspringen.<sup>1)</sup>

Der geschilderte Teilungsprozess kann sich beliebig fortsetzen, sodass die Entladungsbahn im Hause schliesslich aus zahlreichen Schlagräumen und zwischenliegenden Halbleiter-

---

1) F. Arago, l. c. p. 41.

oder Leiterstücken besteht. Auch kann sich wohl eine Entladungsbahn in mehrere nebeneinander verlaufende Bahnäste teilen. In jedem Schlagraume kann eventuell eine Leuchtmasse auftreten.

Es sei noch erwähnt, dass nach Beobachtungen am Büschellichtbogen<sup>1)</sup> eine Leuchtmasse, welche im Entladungscanale wandernd auf eine Zwischenelektrode trifft, an dieser spurlos und lautlos verlöschen (in ihr allmählich gewissermaassen versinken) kann, und dass dann häufig unmittelbar nachher an der anderen Seite der Zwischenelektrode eine neue Leuchtmasse hervortreten wird; es hat dann ganz den Anschein, als habe *ein und dieselbe* Leuchtmasse ungestört den Metallgegenstand passiert.<sup>2)</sup>

*Ende des Entladungsprocesses bei Kugelblitzen.* — Der Abschluss des gesamten Entladungsvorganges findet manchmal völlig *lautlos* statt. Das Fließen der Elektrizität im Entladungscanale hört einfach auf, die Leuchtmasse hebt sich lautlos in die Lüfte oder erlischt spurlos<sup>3)</sup>; öfters hört man im letzteren Falle ein brausendes Geräusch, einen *schwachen* Knall oder dergleichen.<sup>4)</sup>

In den meisten Fällen wird jedoch von einer heftigen Detonation am Schlusse der Gesamtentladung berichtet. Es ist dann wohl anzunehmen,<sup>5)</sup> dass der Entladungskanal des Kugelblitzes wieder einer gewöhnlichen Blizzentladung, einem *Endblitze*, als Bahn diene.<sup>6)</sup> Im Folgenden sei zugleich mit

1) Ueber den Einfluss von Bahnverengerungen und Zwischenelektroden auf wandernde Leuchtmassen vgl. die Versuche von A. Righi, Lum. Elektr. 42. p. 614 u. 616. 1891.

2) Nach laienhafter Ausdrucksweise sollen Leuchtmassen durch Schlüssellocher (vgl. S 147) etc. gegangen sein.

3) F. Arago, l. c. p. 41; S 34, 61, (66), 129, 135, 140.

4) S 81, 82, 101, 121, 123, 129, 132, 137.

5) In *vielen* Fällen dürfte freilich der etwa zur Zeit des Verlöschens der Leuchtmasse gehörte intensive Knall, das Krachen oder dergl. nichts anderes als der zum *Initialblitze* gehörige Donner gewesen sein.

6) Wie Hr. Ogden Rood (vgl. l. c. Beobachtung Nr. 4) angiebt, ist das Auftreten von Endblitzen am Schlusse des nahe continuirlichen Elektrizitätsflusses *häufig* zu beobachten und zwar auch schon bei Blitzschlägen, deren Gesamtdauer viel weniger als eine Secunde (z. B. ca.  $\frac{1}{44}$  sec) beträgt.

der Beantwortung der Frage nach der Entstehungsursache des Endblitzes die Erklärung dafür gegeben, warum bei einzelnen Kugelblitzen die Bewegung der Leuchtmasse völlig geräuschlos erfolgt, bei anderen nicht.

Ein längerdauerndes, dem Initialblitze folgendes Nachfließen von Elektrizität setzt voraus, dass grosse Elektrizitätsmengen erst *allmählich* zur Entladung verfügbar werden. Hierzu ist es aber nicht nötig, dass auf *beiden* Seiten der Entladungsbahn eine nahe gleichstarke Hemmung des Elektrizitätsflusses stattfindet. Wie wir in vorliegender Arbeit sahen, setzt das Auftreten nahe continuirlicher Entladung irgend welcher Art nicht voraus, dass beide Elektroden Halbleiter sind; es genügt, dass wenigstens *eine* Elektrode sich wie ein Halbleiter verhält. Wenn nun auch Wolke und Erde meist beide bis zu gewissem Grade als Halbleiter aufzufassen sind, so wird doch in der Regel die durchschnittliche Leitfähigkeit<sup>1)</sup> in dem einen Endgebiete der Entladungsbahn des Kugelblitzes wesentlich geringer sein als in dem anderen. Das vor Ausbildung der Entladung zwischen Wolke und Erde befindliche starke Potentialgefälle dringt dann während der Entladung (entlang vielfach verzweigter Entladungssäue) in die *schlechter* leitende Elektrode ein; längs des zwischen Wolke und Erde befindlichen Entladungscanals und *auf oder in der besser leitenden Elektrode herrscht nur ein geringer Spannungsabfall*. Regulirt wird der nahe continuirliche Elektrizitätsfluss in der schlechter leitenden Elektrode.

Ob bei einer Kugelblitzentladung die Erde die (durchschnittlich) besser- oder die schlechterleitende Elektrode ist, wird sich, wie leicht einzusehen ist, vor allem in der Ver-

---

1) Leitfähigkeit im gewöhnlichen Sinne besitzt natürlich eine Wolkenelektrode nicht. Es ist vielmehr anzunehmen, dass in einer Wolke die auf zahllose einzelne discrete Massenteilchen verteilte Elektrizität nur dort *überhaupt* in merklicher Weise ins Fließen kommt, wo ein bestimmter (eventuell in verschiedenen Wolkengebieten verschiedener) Mindestwert des Spannungsgefälles überschritten ist, dass aber auf einer einmal gebildeten Strömungsbahn ein Elektrizitätsnachfließen im allgemeinen um so leichter (bei um so kleineren Gradienten) erfolgt, je mehr Elektrizität (innerhalb kurzer Zeit) schon durch die Strombahn geflossen ist (vgl. die Beobachtungen über die Bildung von Gleitfunken erster Art, Wied. Ann. 66. p. 1067. 1898).

schiedenheit des Einflusses zeigen müssen, welchen Inhomogenitäten in der Leitfähigkeit des Erdbodens auf den Entladungsprocess des Kugelblitzes ausüben.

Es sei der (feuchte) Erdboden die besserleitende Elektrode (die Regulirung der Entladung erfolge in der Wolke). In diesem Falle wird der Fusspunkt des vom Winde bewegten Entladungscanales *ohne Störung und ohne Geräusch* vom feuchten Erdboden auf kleine Metallteile (Dachrinne etc.), ja sogar auf das ausgedehnte Wasser- oder Gasrohrnetz einer Grossstadt, dann wieder auf feuchten Boden, auf Telegraphenleitungen etc. übertreten können, nichts scheint die Leuchtmasse in ihrem Dahinschweben zu stören. Nur wenn *in der Wolke* der Entladungsprocess plötzlich ein ausgedehntes Wolkengebiet mit *relativ guter* durchschnittlicher Leitfähigkeit erreicht, kann dieses zu rascher Entladung kommen; der Kugelblitz schliesst dann mit einem gewöhnlichen Blitze.

Wesentlich andere Erscheinungen als die eben angegebenen wird man am Fusspunkte des Entladungskanales beobachten, wenn die Wolke besser leitet als der Erdboden, wenn also an *letzterer* Stelle die Entladung gehemmt ist. Nur so lange der Fusspunkt über nahe homogenes Erdreich hinschwebt, erfolgt dies ruhig und geräuschlos. Jedes besserleitende Bodengebiet, jedes grössere Metallstück stört jetzt den nahe continuirlichen Elektrizitätsfluss. Die Leuchtmasse schwebt unter rasselndem oder knatterndem Geräusche über eine inhomogene Oberfläche dahin, springt krachend von einem Metallgegenstande zum anderen;<sup>1)</sup> ihre Begrenzung ist unstät, flackernde Flämmchen scheinen nach oben und unten von ihr auszugehen. Erreicht der Fusspunkt der Entladung in diesem Falle einen gutleitenden Gegenstand von *grosser* Ausdehnung (Capacität), so schliesst ein Endblitz unter heftigster Detonation die Kugelblitzentladung.<sup>2)</sup>

Die Ausgangspunkte der in einer nicht unmittelbar über dem Erdboden schwebenden Leuchtmasse eines Kugelblitzes vereinigten Stromfäden endigen wahrscheinlich häufig nicht auf

1) F. Arago, l. c. p. 41 „sprang unter Krachen auf das Geländer der Treppe“.

2) Eine Versuchsanordnung, welche langdauernde Entladung grosser Leydener Batterien mit Initial- und Endfunken herzustellen gestattet, ist in

einer zusammenhängenden Fläche; der Entladungschanal ist in der Nähe des Erdbodens in einzelne getrennte Entladungsstränge gespalten. Dies ist wohl die Voraussetzung dafür, dass sich, wie oft beobachtet ist,<sup>1)</sup> eine einzige ursprünglich vorhandene grosse Leuchtmasse gegen Ende der Entladung plötzlich in mehrere kleinere Leuchtkugeln zerteilt. In diesem Falle rückt einfach die zur Ausbildung einer Leuchtmasse günstige Stelle (Ort eines relativ grossen Gradienten?), sich zum Erdboden herabsenkend, schliesslich von der vereinigten Bahn auf die einzelnen Stromstränge, vielleicht einfach infolge allmählich sich ändernder Stromstärke.

Die Zerteilung einer Leuchtmasse kann völlig geräuschlos vor sich gehen.<sup>2)</sup>

Fig. 17 schematisch angegeben. Es bedeuten  $c_1, c_2, c_3, c_4$  vier Capacitäten (Leydener Batterien),  $w_1$  und  $w_2$  zwei grosse Wasserwiderstände,  $e_1, e_2, e_3, e_4$  vier Elektroden. Der Einfachheit halber sei angenommen, dass  $c_1 = c_2, c_3 = c_4, w_1 = w_2$  ist. Stehen sich die Kugelelektroden  $e_1$  und  $e_2$  etwas näher als  $e_3$  und  $e_4$  (oder ist  $e_1$  und  $e_2$  kleiner als  $e_3$  und  $e_4$ ), so beginnt die Gesamtentladung mit einem Initialfunken zwischen  $e_1$  und  $e_3$ . Die Intensität des Initialfunken hängt von der Grösse der Capacitäten  $c_1$  und  $c_3$  ab; die Dauer des Nachfliessens (Büschellichtbogens) von der Grösse der Widerstände  $w_1$  und  $w_2$  und der Capacitäten  $c_2$  und  $c_4$ . Bläst man von  $b$  aus gegen den Büschellichtbogen, so wird er nach  $e_3, e_4$  hingeweht; kommt er hierbei letzteren hinreichend nahe, so beendet eine Funkenentladung von  $e_3$  nach  $e_4$  durch den Büschellichtbogen die Gesamtentladung (wie in Fig. 17 angedeutet ist). Durch Variation der Grössen  $c_1, c_2, c_3, c_4$  und  $w_1, w_2$ , sowie der Intensität des Blasens kann man nach Wunsch einen starken oder schwachen Initialfunken, einen lang- oder kurzdauernden Büschellichtbogen, einen starken oder schwachen Endfunken erzeugen. Ist der Widerstand  $w_1$  (oder  $w_2$ ) sehr klein, so erhält man auch einen Endfunken zwischen den Elektroden  $e_1$  und  $e_4$  (oder  $e_2$  und  $e_3$ ).

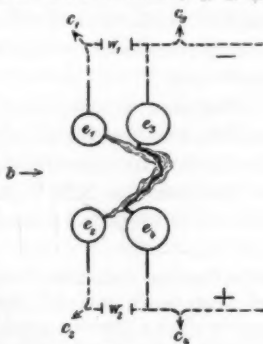


Fig. 17.

1) Vgl. F. Arago, l. c. p. 33. S, 29, 82, 85, 93, 114, 119, 135.  
2) Meteor. Zeitschr. 1896. p. 25: „Zuerst zuckte aus der Höhe ein gewöhnlicher, ziemlich starker Blitzstrahl herab, der an der Stelle, wo er endete, eine feurige Kugel zurückliess. Von dieser Kugel zuckten zahl-

Endigt in dem Falle des Vorhandenseins einer nach unten (unterhalb der Leuchtmasse) vielverzweigten Strömungsbahn der Gesamtentladungsvorgang in einer (Zickzack-)Blitzentladung, so teilt sich der Endblitz nach der Erde hin. Es scheint in diesem Falle die Leuchtmasse im Augenblicke ihres Verschwindens nach allen Seiten hin Blitze auszusenden<sup>1)</sup>; dieser Vorgang ist dann natürlich mit heftiger Schallentwicklung verbunden.

*Stromstärke bei Kugelblitzen.* — Der Initialblitz (und der Endblitz) verhält sich natürlich wie ein gewöhnlicher Blitzschlag; in ihm wird also *momentan vorübergehend* die Stromstärke bis auf mehr als 10000 Amp. steigen können.<sup>2)</sup> Das langdauernde nahe continuirliche Elektrizitätsnachfliessen bei Kugelblitzen wird nur mit viel geringerer Stromstärke erfolgen. Auch wird letztere von Fall zu Fall sehr verschieden und selbst im einzelnen Falle nicht während der Gesamtdauer der Kugelblitzentladung constant sein. Im Folgenden sei versucht diese Stromstärke, wenigstens ihrer Grössenordnung nach, abzuschätzen.

Nehmen wir an, dass eine *nahe dem Erdboden* schwebende Leuchtmasse die Stromfäden von höchstens 4 qm glimmender Oberfläche zusammenfasst, so würden wir nach den Angaben am Schlusse des XXIV. Abschnittes auf eine Stromstärke von *höchstens 4 Amp.* schliessen können.

reiche Strahlen nach allen Seiten. Diese Strahlung hörte aber bald auf, und jetzt flogen von der Kugel viele einzelne Funken herunter wie Tropfen eines glühenden geschmolzenen Metalles.“ „Noch während der Sichtbarkeit der Tropfen erdröhnte bereits der starke Donner“ (letzterer rührte also vom Initialblitze her, ein Endblitz fehlte). Vgl. auch S. 119, 135. Auch beim Büschellichtbogen beobachtet man geräuschlose Teilung einer Leuchtmasse in neue, vgl. Abb. Isis, I. c. p. 16, sowie Fig. 18.

1) Meteor. Zeitschr. 1895. p. 247. Die Leuchtkugel „platzte mit schrecklichem Knall und es schien mir, als seien feurige Linien davon ausgegangen“. F. Arago, I. c., p. 46, „zersprengt plötzlich eine schreckliche Detonation die ganze Hülle (der 20 Fuss über einem Baume schwebenden Leuchtmasse) und sandte aus dieser Höllenmaschine ein Dutzend zickzackförmiger Blitzstrahlen, die nach allen Seiten hinfuhren.“ Meteor. Zeitschr. 1896. p. 25: „Im Moment des Zerspringens fuhr aus ihr (der Leuchtmasse) ein Blitzstrahl“.

2) Vgl. F. Pockels, Wied. Ann. 63. p. 195. 1897 und Meteor. Zeitschr. 1898. p. 41.



Einen zweiten Schätzungswert der Stromstärke im Kugelblitze erhalten wir folgendermaassen. Der Querschnitt einer Leuchtmasse des Büschellichtbogens beträgt bei 1 Milliamp. Stromstärke etwa 1 qmm, ihre Leuchtintensität ist hierbei freilich keine besonders starke; immerhin würde ein Raum von etwa einem Cubikdecimeter Inhalt mit der gleichen räumlichen Leuchtintensität ein sehr auffallendes, auch bei Tage weithin sichtbares Leuchtobject bilden. Nun wird die Leuchtmasse bei Kugelblitzen in den meisten Fällen als hühnerei- bis kindeskopfgross angegeben. Nehmen wir für letzteren Fall den Querschnitt der Leuchtmasse zu 150 qcm an und die Stromdichte gleich 1 Milliamp. pro qmm, so erhalten wir für den Kugelblitz eine *Stromstärke von 15 Amp.*

Aber auch noch auf einem dritten Wege gelangt man zu einer Abschätzung der Stromstärke bei Kugelblitzen. Wir wissen, dass die Elektrizitätsmenge, welche bei *starken* Blitzschlägen entladen wird, etwa 60 bis 100 Coulomb beträgt.<sup>1)</sup> Nehmen wir an, ein intensiver Kugelblitz entlade langsam die gleiche Elektrizitätsmenge, und berücksichtigen wir, dass in den meisten Fällen die angegebene Dauer des Kugelblitzes 5 bis 30 Sekunden beträgt, so würde die Stromstärke in Kugelblitzen zu *20 bis 2 Amp.* anzunehmen sein.

Die auf drei ganz verschiedenen Wegen geschätzten Stromstärken zeigen der Grössenordnung nach auffallend gute Uebereinstimmung. Bei sehr kurzdauernden intensiven Kugelblitzen werden natürlich noch viel höhere Stromstärken vorkommen, im allgemeinen hat man aber doch schon die oben geschätzten Werte *als obere Grenzwerte* anzusehen. Recht wohl denkbar ist auch das Auftreten von Kugelblitzen mit wesentlich kleinerer Stromstärke; in der Krone des positiven Büschels findet schon bei einer Stromdichte von nur 0,05 Milliamp. pro qcm ein (schwaches) Leuchten statt; hiernach würde das Auftreten einer, wenn auch sehr lichtschwachen, bläulichen Leuchtmasse von Kindeskopfgrösse schon bei einer Stromstärke von 0,01 Amp. denkbar sein.

Dresden, den 1. März 1900.

1) E. Riecke, Götting. Nachr. 1895. p. 419.  
(Eingegangen 16. Juni 1900.)

**10. Zur Thermodynamik der Thermoketten,  
Erwiderung auf die Bemerkungen des Hrn.  
W. Voigt; von C. Liebenow.**

In Nr. 11 des vorigen Jahrganges dieser Annalen hat Hr. W. Voigt<sup>1)</sup> meine thermodynamische Theorie der Thermoketten<sup>2)</sup> einer Kritik unterzogen, wobei er u. a. zu dem überraschenden Schlusse kommt, dass bei consequenter Durchführung meiner Theorie nach dieser überhaupt kein Strom zu stande kommen könne.<sup>3)</sup>

Diesen Einwendungen ist von anderer Seite mit mehr oder weniger Bestimmtheit beigeprlichtet. So weist Hr. F. Kohlrausch<sup>4)</sup> in einer Anmerkung speciell auf diese Einwände hin, und Hr. O. Wiedeburg<sup>5)</sup> bemerkt, mein Verfahren sei von Hrn. Voigt „sehr zutreffend“ kritisirt worden.

Nichtsdestoweniger hält Hr. Kohlrausch<sup>6)</sup> die annähernde Uebereinstimmung meiner Resultate mit den Beobachtungen „grosser Beachtung“ wert; und Hr. Wiedeburg<sup>7)</sup> meint, man habe indessen doch „das Gefühl“, dass meine Schlussfolgerungen sich irgendwie der Wahrheit nähern.

Nun giebt Hr. Voigt in den einleitenden Worten seiner Kritik schon selbst zu, dass Missverständnisse seinerseits nicht ausgeschlossen seien, und so mag es mir gestattet sein in dem Folgenden nachzuweisen, dass seine Einwände in der That *durchweg* nur auf missverständlicher Auffassung dessen, was ich habe sagen wollen, beruhen.

Um die Hauptsache vorweg zu nehmen, will ich einige allgemeine Bemerkungen über den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik vorausschicken.

1) W. Voigt, Wied. Ann. 69. p. 706. 1899.

2) C. Liebenow, Wied. Ann. 68. p. 316. 1899.

3) W. Voigt, l. c. p. 711.

4) F. Kohlrausch, Ann. d. Phys. 1. p. 132. 1900.

5) O. Wiedeburg, Ann. d. Phys. 1. p. 760. 1900.

6) F. Kohlrausch, l. c. p. 136.

7) O. Wiedeburg, l. c. p. 760.

Hr. Voigt sagt<sup>1)</sup>: „Der zweite Hauptsatz bezieht sich zunächst nur auf die Wärmemengen, die ein und derselbe Körper bei zwei homogenen Temperaturzuständen in umkehrbarer Weise aufnimmt und abgibt; er wird durch W. Thomson aber übertragen auf die Wärmeaustausche, die an zwei verschiedenen temperirten Stellen desselben ungleichförmig erwärmten Körpers stattfinden.“ Und vorher: „Es scheint mir nicht überall beachtet zu werden, dass diese Anwendung etwas Hypothetisches enthält und demgemäss nicht ganz unbedenklich ist.“

Aehnlich äussert sich F. Kohlrausch<sup>2)</sup>, indem er ausführt: „Ich hatte seinerzeit sogar Bedenken dagegen ausgesprochen, auf die Wärmeleitung den zweiten Hauptsatz anzuwenden, dessen Beweis ja damit zusammenhängt, dass man die Wärmeleitung ausschliesst.“

In der That fordert schon Carnot<sup>3)</sup> zur Gewinnung des Maximums der Arbeit aus Wärme den möglichsten Ausschluss aller directen Wärmeübergänge. Allein Carnot kannte nur Arbeitsgewinnung durch Wärme mit Hülfe von Maschinen. Hätte er vermuten können, dass auch bei solchen directen Wärmeübergängen gelegentlich Arbeit irgend welcher Art zu gewinnen sei, so forderte sein Standpunkt allein, dass das Maximum der so zu gewinnenden Arbeit nicht grösser sei, als die durch den umgekehrten Kreisprocess erzielbare Arbeit, da sonst ein Perpetuum mobile möglich wäre.

Der zweite Hauptsatz sagt ja in keiner Weise etwas aus über den Weg, auf dem Arbeit aus Wärme gewonnen werden kann, sondern legt einzig und allein das Maass für das Maximum der zu gewinnenden Arbeit fest. Der umkehrbare Kreisprocess mit Hülfe vollkommener Gase bildet nur einen einzelnen, speciellen Fall desselben. Bedingung für die Anwendbarkeit des II. Hauptsatzes ist, dass nichts anderes als Wärme sich ändere, d. h. dass das Massensystem selbst, welches den Uebergang von Wärme in Arbeit vermittelt, keinerlei Aenderung erleide. Bei der Arbeitsgewinnung vermittelt ein Kreisprocesses treten nun zwar zeitweilige Aenderungen

1) W. Voigt, l. c. p. 708, Anmerk.

2) F. Kohlrausch, l. c. p. 136.

3) G. Carnot, Ostwald's Klassiker 37. p. 15 u. 16. 1892.

des Massensystems ein, allein dasselbe wird immer wieder genau in den ursprünglichen Zustand zurückgeführt, sodass man es zu diesen Zeiten so ansehen kann, als ob es gar keine Aenderung erlitten hätte. Entsteht aber Arbeit bei Gelegenheit directer Wärmeleitung, so tritt anscheinend überhaupt keine Aenderung des beteiligten Massensystems ein. Man darf also den zweiten Hauptsatz, wenn derselbe allgemein gültig ist, erst recht auf diese Probleme anwenden.

Ob der zweite Hauptsatz allgemein gültig ist, ist freilich die Frage. Er bildet einen Erfahrungssatz, gerade so wie der erste. Man kann an diese Sätze *glauben*, *beweisen* kann man sie *nicht*. Ihre sogenannten Beweise haben zur Voraussetzung die Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile erster, bez. zweiter Art. Hierdurch wird zwar die Zahl der Einzelerfahrungen auf diesem Gebiete ausserordentlich vergrössert; auch wird gewissermaassen dem Pessimismus geschmeichelt, der gern im voraus menschlichen Wünschen und Bestrebungen unübersteigbare Schranken setzt. Aber über den Satz: es sei „bis jetzt“ nicht möglich, kommt man in der That nicht hinaus, und eine einzige gegenteilige Erfahrung *kann* beide Hauptsätze in jedem Augenblicke für alle Zeiten umstossen.

Nichtsdestoweniger wird nicht nur der gläubige Teil der Naturforscher beim Suchen nach Wahrheit in gewisser Zuvorsicht sich ihrer bedienen, sondern auch die Zweifler sollten sie, meines Erachtens, wo die Gelegenheit sich bietet, an der Erfahrung zu prüfen suchen, wenn auch vielleicht znnächst nur in der Absicht, ihre Gegner ins Unrecht zu setzen. Denn was auch immer in jedem Einzelfalle das Resultat sein mag, schliesslich muss, wie Wiedeburg<sup>1)</sup> treffend bemerkt, der Erfolg den Maassstab zur Beurteilung liefern.

Die Berechtigung zu dem Versuch, den zweiten Hauptsatz auf thermoelektrische Erscheinungen anzuwenden, wird unter solchen Umständen wohl Niemandem abzusprechen sein.

---

Ich komme ferner zunächst auf einen Vorwurf allgemeinerer Art, den Hr. W. Voigt gegen das doppelte Vorzeichen meiner Schlussformel erhebt, welches durch die Quadratwurzel der

1) O. Wiedeburg, l. c. p. 760.

rechten Seite bedingt ist. Hr. Voigt sagt <sup>1)</sup>: „Aber die blossе *Gestalt* dieser Formel lässt schon allein als nahezu sicher erscheinen, dass jener Satz nicht richtig sein kann; denn eine haltbare Theorie der Thermoelektricität, die die *Grösse* der elektromotorischen Kraft liefert, aber ihre *Richtung* unbestimmt lässt, ist doch kaum denkbar.“

Dieser Einwand entbehrt nicht einer gewissen Ironie. Indem nämlich Hr. Voigt später eine Erklärung dafür sucht <sup>2)</sup>, dass die bestrittenen Resultate anscheinend doch der Grössenordnung nach von der Erfahrung bestätigt werden, gelingt es ihm durch Einführung gewisser Vernachlässigungen und Nebenbedingungen in seine eigenen Formeln den von mir gegebenen Ausdruck ebenfalls abzuleiten <sup>3)</sup>, der hiernach wenigstens *annähernde* Gültigkeit besitzen soll. Offenbar um nicht auf dasselbe doppelte Vorzeichen zu geraten, unterlässt es aber Hr. Voigt am Schlusse die Quadratwurzel aus dem letzten Ausdruck zu ziehen, eine Operation, die unbedingt zu dem zweifelhaften Zeichen führen musste, und lässt die quadratische Gleichung als Schlussresultat stehen. Ja, wird denn nun hierdurch die Richtung der elektromotorischen Kraft wenigstens annähernd oder der Grössenordnung nach bestimmt?

Das Verlangen des Hrn. Voigt, meine Rechnung solle die Richtung der elektromotorischen Kraft festlegen, ist zunächst unbillig; denn was man nicht in den Ansatz, wenn auch noch so versteckt, ursprünglich hineinbringt, kann bekanntlich keine Rechnung lehren.

Wenn daher nur Arbeitsgrössen eingeführt sind, welche aus zwei Factoren — der elektromotorischen Kraft und der Stromstärke — bestehen, so kann keine Rechnung über das Vorzeichen eines dieser beiden Factoren etwas aussagen, solange man nicht über dasselbe oder über das Vorzeichen des anderen Factors von vornherein irgend eine Bestimmung trifft. Dies aber ist hier mit Recht nicht geschehen, und so bleibt die Frage nach der Richtung der elektromotorischen Kraft, wie man die Rechnung auch anstellen mag, offen und kann nur durch Vergleich mit der Erfahrung entschieden werden.

1) W. Voigt, l. c. p. 709.

2) l. c. p. 711 u. f.

3) l. c. p. 714.

Nun aber scheint die Erfahrung zu ergeben, wie ich in meinem Aufsatz <sup>1)</sup> bereits dargethan habe, dass sich die metallischen und die nichtmetallischen Körper hierin verschieden verhalten und zwar in der Weise, dass für die metallischen das negative, für die nichtmetallischen das positive Vorzeichen Gültigkeit besitzt. Eine Theorie der Thermoelektricität, welche allgemein die Richtung der elektromotorischen Kraft einseitig festlegte, ist also hiernach geradezu falsch. — Ich komme weiter unten noch eingehender auf diesen Punkt zurück.

Hr. Voigt <sup>2)</sup> erhebt weiter — allerdings nur „beiläufig“ — den Einwand, meine Theorie gestatte eine Arbeitsleistung ohne Compensation auszuführen, d. h. also sie stehe mit dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik in Widerspruch. Wenn man nämlich einen Metallcylinder zwischen zwei grosse Conductoren von den Temperaturen  $T_a$  und  $T_b$  brächte, so führe der Strom in jeder Secunde ein Elektrizitätsquantum *ohne Compensation* aus dem einen nach dem anderen über, da die zur Erzeugung des Stromes an sich aufgewendete Energie in dem Cylinder selbst in Joule'sche Wärme umgewandelt werde.

Dies ist allerdings ein arges Missverständnis; und hätte Hr. Voigt recht, so wäre ich der erste, der die ganze Theorie für verfehlt erklärte.

Zunächst kommt es darauf an, was Hr. Voigt unter „grossen“ Conductoren versteht. Sollen „unendlich grosse“ Conductoren darunter verstanden sein, und macht man mit der Unendlichkeit Ernst, so würden dieselben einem Condensator von unendlicher Capacität gleichen, den man mit jeder beliebigen endlichen Elektrizitätsmenge laden könnte, ohne dadurch eine merkliche Potentialdifferenz an seinen Klemmen zu erzielen. Aus einem solchen Condensator würde die Elektrizität gar kein Bestreben haben zurückzufliessen; man könnte ihn mit jeder Dynamomaschine beliebig mit Elektrizität beschieken, ohne dass hierzu eine andere Arbeitsleistung erforderlich wäre, als diejenige, welche die elektrische und mechanische Reibung erfordert. Irgend eine Energieaufspeicherung fände nicht statt. Einen solchen unendlichen Conden-

1) C. Liebenow, l. c. p. 319 u. 320.

2) W. Voigt, l. c. p. 707 u. 708.

sator oder wirklich unendlich grosse Conductoren aber giebt es nicht. Man mag sie im Gegentheil so gross wählen, wie irgend möglich, stets wird nach einer gewissen Ladung eine bestimmte Potentialdifferenz an den Klemmen vorhanden sein, welche bei Fortsetzung der Ladung wächst, bis die Höhe der den Strom erzeugenden elektromotorischen Kraft erreicht ist; gleichzeitig verschwindet jeder weitere Ladestrom. Nur solange der Condensator überhaupt noch keine Ladung besitzt, tritt daher die von mir mit  $J$  bezeichnete maximale Stromstärke in dem von Hrn. Voigt herangezogenen Falle ein. Ist der Widerstand des Cylinders  $R$ , und sieht man von einem Widerstand der Condensatorbelege bez. des Conductorenmaterials, sowie von jeder Selbstinduction ab, so ist allerdings im allerersten Moment die Stromstärke

$$J = \frac{E}{R},$$

worin  $E$  die thermoelektromotorische Kraft des Cylinders bezeichnet. Diese Stromstärke  $J$  geht aber sofort nach dem Eintritt des Stromes herunter. Ist nämlich zu einer beliebigen späteren Zeit  $\tau$  die Potentialdifferenz zwischen den Klemmen  $A_\tau$ , so findet zu dieser Zeit nicht mehr der maximale Strom  $J$ , sondern ein kleiner Strom  $i_\tau$  statt, für welchen die Beziehung

$$i_\tau = \frac{E - A_\tau}{R}$$

gilt. Es wird daher in diesem Augenblicke in der kleinen Zeit  $d\tau$  eine elektrische Arbeitsgrösse  $E i_\tau d\tau$  erzeugt, während der Strom  $i_\tau$  wieder eine Wärmemenge  $i_\tau^2 R d\tau$  in Gestalt von Joule'scher Wärme entwickelt; ausserdem wird eine Energiemenge  $i_\tau A_\tau d\tau$  in derselben Zeit im Condensator aufgespeichert.

Es verlangt daher der erste Hauptsatz, dass

$$E i_\tau d\tau - i_\tau^2 R d\tau - i_\tau A_\tau d\tau = 0,$$

oder

$$E i_\tau - i_\tau^2 R - i_\tau A_\tau = 0$$

sei.

Setzt man hierin aus der oberen Gleichung den Wert von  $i_\tau$  ein, so erhält man die Beziehung:

$$\frac{E^2 - E A_\tau}{R} - \frac{(E - A_\tau)^2}{R} - \frac{E A_\tau - A_\tau^2}{R} = 0.$$



Durch einfache Auflösung der linken Seite dieser Gleichung erkennt man sofort, dass dieselbe erfüllt ist.

Die durch meine Theorie zu errechnenden Stromstärken stehen also auch in dem von Hrn. Voigt angeführten Falle im Gegensatz zu seinen Angaben in vollem Einklang mit dem Gesetz von der Erhaltung der Energie.

Total missverstanden hat mich Hr. Voigt<sup>1)</sup>, wenn er meine Voraussetzung, ein elektrischer Strom sei mit einem Wärmestrom zwangsweise verknüpft, so auslegt, als hätte ich sagen wollen: „ein primärer Wärmestrom  $Q^{(1)}$  erregt einen primären elektrischen Strom  $J^{(1)}$ ;  $J^{(1)}$  giebt dagegen Veranlassung zu einem secundären Wärmestrom  $Q^{(2)}$ ;  $Q^{(2)}$  bewirkt ein  $J^{(2)}$  etc.“ Hier scheint mir Hr. Voigt überall den Boden realer Anschauung gänzlich zu verlieren. Thatsächlich habe ich nichts anderes gemeint, als wenn ich etwa sage, ein Stein sei mit einem Strick zwangsweise verknüpft, d. h. der Strick sei an den Stein fest angebunden, sodass, wenn ich an dem Strick ziehe, der Stein mitbewegt wird; wenn ich aber den Stein fortnehme, der Strick nachschleppt. Wie darunter verstanden werden könnte, der am Strick gezogene Stein müsse nun wieder einen secundären Strick und dieser wieder einen secundären Stein etc. nach sich ziehen, ist mir unverständlich. Wenn ich dann weiter sage, zu jedem Stein von einem bestimmten Gewicht gehört ein Strick von ganz bestimmter Dicke, so müsste man in Analogie nach Hrn. Voigt folgern, dass eine unendliche Anzahl *gleich grosser* Steine hinter dem ersten folge, die also alle schliesslich durch den primären Strick gezogen werden müssten, sodass etwa alle Dampfmaschinen der Welt nicht im stande wären, den Stein vom Fleck zu bewegen! Hr. Voigt<sup>2)</sup> wechselt allerdings in der Reihenfolge der von ihm in dieser Weise behandelten Einzelströme beständig das Zeichen, und da sämtliche Ströme gleich gross sind, so findet er die Summe aller Ströme gleich Null und behauptet, es komme also überhaupt kein Strom zu stande. — Dies ist allerdings *nicht* meine Meinung! Ein Wärme-

1) W. Voigt, l. c. p. 706 u. 707.

2) W. Voigt, l. c. p. 711.

strom gehört zu *einem* elektrischen Strom oder umgekehrt; aber von secundären, tertiären etc. Strömen kann gar nicht die Rede sein. Will Hr. Voigt mit einer unendlichen Anzahl von Strömen rechnen, so mag er den Einzelnen in eine unendliche Anzahl von Teilen zerlegen, wobei dann jeder Differentialwärmestrom mit einem elektrischen Differentialstrom verknüpft ist, was für manche Betrachtungen später von Vorteil sein mag, aber die Summe aller Einzelteile ist und bleibt niemals mehr und niemals weniger als das ursprüngliche Ganze, mit dem ich allein zu rechnen hatte. —

Hr. Voigt monirt hier ferner, dass ich für die Berechnung der Peltiererscheinungen vor der fortgeführten Wärmemenge  $Q$  das doppelte Vorzeichen ohne Begründung eingeführt habe. Ich will mich gern hier einer Unterlassungssünde schuldig bekennen. Als ich die Arbeit niederschrieb, schien es mir selbstverständlich, ich erkenne aber an, dass eine Erklärung wünschenswert ist.

Die fortgeführte Wärme  $Q$  ist ja an sich stets notwendigerweise eine positive Grösse. Um nun aber anzudeuten, in welcher Richtung der mit dem elektrischen Strom verknüpfte Wärmestrom fliesst, habe ich  $Q$  mit einem Vorzeichen versehen und zwar soll das positive Zeichen (+) andeuten, dass der Wärmestrom und der positive elektrische Strom gleiche Richtung besitzen, dagegen das negative (—), dass der Wärmestrom in entgegengesetzter Richtung, oder was dasselbe sagt, mit dem *negativen* elektrischen Strome fliesst. Aus den Beobachtungen hatte ich bereits geschlossen <sup>1)</sup>, dass die den Strom erzeugende elektromotorische Kraft in den Metallen dem Wärmestrom entgegengesetzt, in den Nichtmetallen dagegen gleich gerichtet ist. Dasselbe muss daher auch von den Strömen gelten. —

Dass ferner die Peltiererscheinungen nicht auch auf anderem Wege berechnet werden können, habe ich nirgends behauptet; meine Darlegungen beweisen und sollen nichts weiter beweisen, als dass sie und der Thomsoneffect sich ungezwungen auch diesen Anschauungen fügen. Es liegt mir überhaupt fern, anzunehmen, dass diese Theorie nun die *einzig mögliche* Theorie

1) C. Liebenow, l. c. p. 319.

der Thermoelektricität bilde; vielmehr kann es noch viele gleich gute und bessere Theorien der Thermoelektricität geben. Dagegen nehme ich für sie in Anspruch, dass sie ein in sich abgerundetes System bildet, welches bei dem gegenwärtigen Standpunkt unserer Kenntniss die Erscheinungen mit Annäherung und verhältnismässiger Vollständigkeit zu beschreiben gestattet, und dass es vor allem Hrn. Voigt nicht gelungen ist, in demselben eine einzige Inconsequenz oder einen Fehler nachzuweisen.<sup>1)</sup>

Anknüpfend an das Vorstehende möchte ich noch einigen Bemerkungen Raum geben, von denen ich sehr wohl weiss, dass sie äusserst unvollständig und keineswegs frei von Schwierigkeiten sind und daher sehr der Klärung und Ergänzung bedürfen, die ich aber trotzdem nicht unterdrücken möchte, da sie geeignet scheinen, auf dieses Gebiet weiteres Licht zu werfen.

Dieselben stehen in gewissem Zusammenhang mit der von Hrn. Voigt gerügten Zweideutigkeit der Richtung der thermoelektromotorischen Kräfte, die mich ursprünglich in der That ebenso wie Hrn. Voigt befremdet hat. Denn wenn auch die *Rechnung* an sich nicht eine einzige Richtung festlegen konnte, so lag es doch nahe zu erwarten, dass der nachträgliche Vergleich der Resultate mit den Beobachtungen eine solche eindeutige Richtung ergeben werde. Allein nichts dergleichen trat ein; es zeigte sich vielmehr der mehrfach genannte directe Gegensatz zwischen den Metallen und Nichtmetallen.

Diese zunächst überraschende Thatsache verliert aber bedeutend an Sonderbarkeit, wenn man die gegenwärtigen Vor-

1) Hr. Voigt wendet sich (p. 716) noch gegen meine Erklärung der Pyroelektricität und behauptet, die Pyroelektricität des Turmalins werde nicht durch die Wirkung eines *Temperaturgefälles* längs den Axen, sondern durch *gleichförmige* Erwärmung hervorgerufen. Dies kann ich nicht zugeben. Meine Darstellung, nach welcher ein Temperaturunterschied zwischen dem Innern und der äusseren Oberfläche des Krystalles zur Elektrisirung desselben notwendig sei, entspricht durchaus den Thatsachen. Ist der ganze Krystall innen und aussen *gleichförmig* erwärmt, so ist er unelektrisch. Ebenso wäre es mir lieb zu erfahren, in welchen Fällen bei Reibung eines Metalles mit einem Dielektricum das Metall nicht positiv elektrisch wird. Jede Erfahrung in dieser Hinsicht kann hier nur aufklärend wirken.

stellungen der Elektrochemie zum Vergleich heranzieht. Hier herrscht ein ähnlicher Gegensatz für die Ionen in den Lösungen: Die einfachen Metallionen sind stets positiv, die übrigen, wie z. B. die des Chlors oder complexe Ionen, sind fast durchweg negativ elektrisch geladen. Man findet also hier genau denselben Gegensatz zwischen Metallen und sonstigen Körpern, wie bei den thermoelektrischen Erscheinungen wieder.

Es ist nützlich, sich über die hier vorliegenden Verhältnisse ein möglichst klares Bild zu verschaffen. In den Ionen erscheinen die Atome der Körper gleichsam chemisch mit positiver oder negativer Elektrizität verbunden. Ein Gramm-atom eines einwertigen Elementes bindet 96 540 Coulomb. Beim galvanischen Ausfällen desselben aus der Lösung giebt es nach der üblichen Anschauung diese 96 540 Coulomb ab und wird so unelektrisch.

Man kann aber mit gleichem Recht annehmen, dass z. B. Metall auch ausserhalb der Lösung immer noch mit positiver Elektrizität gleichsam chemisch verbunden bleibt, dass es dieselbe bei seiner Ausscheidung *nicht* abgiebt, vielmehr eine gleiche Menge negativer Elektrizität infolge seiner positiven Ladung anzieht und durch dieselbe elektrostatische Anziehung mehr oder weniger festhält. Auch in diesem Falle erscheint das Metall nach aussen unelektrisch, enthält jedoch, falls es einwertig ist, pro Grammatom einmal 96 540 Coulomb chemisch gebundener positiver Elektrizität und ebensoviel mehr oder weniger freie und nur durch physikalische Anziehung gehaltene negative Elektrizität.

Diese Menge negativer Elektrizität fliesst den einwertigen Metallionen bei ihrer Ausscheidung aus der Lösung pro Gramm-atom zu. Da nun jeder elektrische Strom zwangsweise mit einem Wärmestrom verbunden sein soll, so wird dem Ion mit dieser Elektrizitätsmenge auch gleichzeitig ein gewisses Wärmequantum zugeführt, welches wieder abfliesst, wenn dem Metall die negative Elektrizität wieder entzogen wird, und welches mitfliesst, wenn die innerhalb des Metalles mehr oder weniger freie negative Elektrizität sich bewegt.

Um diese Wärmemenge ihrem Betrage nach kennen zu lernen, werde z. B. metallisches Kupfer aus einer Lösung einwertiger Kupferionen galvanisch niedergeschlagen. Dann be-

stimmt sich der Wärmestrom aus der von mir gegebenen Gleichung:

$$q = -0,24 Ti \frac{dE}{dT},$$

welche die pro Secunde von dem Strom  $i$  durch irgend einen beliebigen Metallquerschnitt mitgeführte Wärmemenge wiedergibt. Da für Kupfer  $dE/dT$  etwa 0,0001375 Volt beträgt, so ergibt sich für die einem Grammatom bei  $0^\circ \text{C.}$  ( $T_0 = 273$ ) zugeführte Wärmemenge:

$$q = 0,24 \cdot 273 \cdot 96540 \cdot 0,0001375 = 870 \text{ g-Cal.}$$

Da  $dE/dT$  für andere Metalle nicht sehr von dem obigen für Kupfer geltenden Wert abweicht, so gelten diese 870 g-Cal. annähernd auch für andere einwertige Metalle, z. B. für Silber etc. ziemlich allgemein.

Nun beträgt aber die Gesamtwärme eines Grammatoms eines beliebigen Metalles, wenn man das bekannte Gesetz von Dulong und Petit zu Grunde legt, bei  $0^\circ \text{C.}$  im Mittel etwa

$$6,4 \times 273 = 1747,2 = 2 \times 873,6 \text{ g-Cal.},$$

d. h. also: *etwa die Hälfte der Gesamtwärme der Metalle entfällt auf die in ihnen enthaltene negative Elektrizität*, während die andere Hälfte den Ionen des Metalles angehört.

Hierbei ist das feste Kupfer als einwertig vorausgesetzt. Kupfer als festes Metall in zwei verschiedenen Zuständen kennen wir nicht, stets hat es die gleichen Eigenschaften. Wenn daher überall von einer Wertigkeit des Kupfers im festen Zustand die Rede sein kann, so müssen wir annehmen, dass sie stets ein und dieselbe ist. Da aber das Kupfer in den Lösungen auch als zweiwertiges Ion existiert, so würde man zunächst auch annehmen können, das feste Metall sei etwa stets zweiwertig. Allein in diesem Falle ergibt die Rechnung für den Wärmehalt der in dem Metall enthaltenen negativen Elektrizität allein 1740 g-Cal., sodass für die Ionen selbst kein Wärmehalt übrig bleibt, was keinen Sinn hat. Wir werden also annehmen müssen, dass nicht etwa einatomige Kupferionen sich bei der Ausfällung in zweiwertige verwandeln, sondern umgekehrt, dass die zweiwertigen Ionen der Lösung bei der galvanischen Ausfällung ihre Wertigkeit ändern und in einwertige übergehen.

Da ferner die Atomwärme aller bekannten Metalle nahezu dieselbe ist, so gilt das Gesagte für *alle* Metalle, welche Wertigkeit ihre Ionen in den Lösungen auch besitzen mögen, und ob man einen Wechsel der Wertigkeit derselben bisher kennt oder nicht, d. h. *alle Metalle sind im festen Zustand einwertig.*

Demnach muss man aus dem Vorstehenden schliessen:

*Die Atomwärme der negativen Elektrizität und ebenso der Ionen fester Metalle beträgt etwa  $870:273 = 3,2$ , d. h. etwa ebensoviel wie auch sonst die Atomwärme einatomiger Gase bei constantem Volumen.*

Auf diesem Wege bin ich also zu ähnlichen Vorstellungen über die Constitution der einfachen metallischen Leiter gelangt, wie sie Riecke<sup>1)</sup> seiner Theorie der Thermoelektricität zu Grunde legt, und die an Anschaulichkeit nichts zu wünschen übrig lässt. Das feste Metall besteht hiernach aus einwertigen Ionen<sup>2)</sup>, d. h. aus mit positiver Elektrizität innig verbundenen Atomen, und zwischen den Ionen ist negative Elektrizität eingebettet, die durch elektrostatische Anziehung festgehalten wird, sich aber im Innern eines Metallringes in den Zwischenräumen zwischen den positiven Ionen unter Reibung verschieben<sup>3)</sup> lässt, ohne dass hierzu im allgemeinen ein weiterer, als für die Reibung erforderlicher Arbeitsaufwand nötig wäre.

Folgender Vorgang, der sonst unverständlich sein würde, erhält jetzt eine einfache Deutung. Nähert man einem Metallring einen Magneten, so inducirt derselbe in dem Ring einen elektrischen Strom. Dieser elektrische Strom soll nach der Theorie einen Wärmestrom mit sich führen. Stellt man sich nun vor, dass die ganze Wärme des Ringes allein in Bewe-

1) E. Riecke, Wied. Ann. 66. p. 353. 1898.

2) Ich behalte den Ausdruck Ion bei, da er für die in den Lösungen befindlichen entsprechenden Gebilde einmal besteht, obgleich hier von einer Wanderung derselben natürlich nicht die Rede sein kann.

3) Ist obige Vorstellung richtig, so kann man auch die von Maxwell aufgeworfene Frage entscheiden, ob die Elektrizität sehr schnell oder vielleicht sehr langsam in Metalldrähten fließt. Sie fließt dann in der That sehr langsam, da sich eine relativ sehr grosse Elektrizitätsmenge in den Metallen befindet. Belastet man einen Kupferdraht in üblicher Weise mit 2 Amp. pro Quadratmillimeter, so braucht die Elektrizität über 2 Stunden um 1 m zurückzulegen. Unter diesen Umständen dürfte es schwerlich gelingen, eine lebendige Kraft der Elektrizität in den Drähten zu beobachten.

gung der kleinsten Metallteilchen selbst besteht, die sämtlich um feste Punkte unregelmässig schwingen, also im Mittel an ihrer Stelle verharren, so ist nicht einzusehen, wie man in diesem Falle von einem Wärmestrom sprechen kann.<sup>1)</sup> Bewegt sich aber in diesem Ring thatsächlich ein Agens im Kreise, welches selbst aus in Wärmebewegung befindlichen Teilchen besteht, so ergiebt sich die fortschreitende Bewegung der in diesem Agens enthaltenen Wärme mit diesem von selbst.

Endlich kann man in ungezwungener Weise eine Frage beantworten, die sonst Schwierigkeiten macht. Es ist dies die Frage nach der Art der Wärmeleitung eines Metalles *ohne* elektrischen Strom. Ist nämlich der Wärmestrom, wenn auch nur im wesentlichen, zwangsweise mit dem elektrischen Strom verknüpft, wie kann derselbe auch dann auftreten, wenn kein elektrischer Strom entsteht, also z. B. in einem einfachen, ungleichmässig erwärmten Metallstab? Man darf annehmen, dass in diesem Falle ebenfalls Strömungen oder vielmehr Wirbel der negativen Elektrizität entstehen, welche die Wärme durch Convection übertragen.

Unter diesen Umständen aber dürfte die Wärmeüberführung in einen Metallstab möglicherweise nicht ganz unabhängig davon sein, ob die Elektrizität in demselben nur Wirbelbewegungen ausführen kann oder sich im ganzen seiner Axe parallel verschiebt. Nun aber entspricht in meiner Grundformel

$$\frac{dE}{dT} = \pm 0,24 \sqrt{\frac{RL}{T}},$$

die Leitfähigkeit  $L$  nur der Wärmeleitfähigkeit bei gleichzeitigem Vorhandensein des elektrischen Stromes  $J$ . Da man aber aus Mangel an Beobachtungsdaten bisher hierauf nicht hat Rücksicht nehmen können, so liegt vielleicht hierin der Grund, warum bis jetzt die berechneten elektromotorischen Kräfte in vielen Fällen von den beobachteten bedeutend abweichen.

1) Auf diesen Punkt hat mich seiner Zeit Hr. Prof. Kurlbaum aufmerksam gemacht.

(Eingegangen 29. Mai 1900.)



